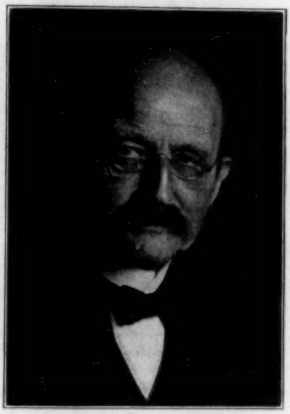
PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT
vereinigt mit dem
JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK
Nr. 8 | 15. April 1933 | Redaktionsschluß für Nr. 10 am 1. Mai 1933. | 34. Jahrgang

# ZU PLANCKS 75. GEBURTSTAGE



M. Planck

Am 23. April 1933 vollendet Max Planck sein 75. Lebensjahr. Was die Physiker vom Standpunkt der Wissenschaft dazu zu sagen hätten, haben so viele von ihnen vor nicht langer Zeit, bei seinem 70. Geburtstage und dem goldenen Doktorjubiläum, ausgeführt, daß wir Wiederholung scheuen.

Wie gern würden wir einem solchen Manne in seinen Jahren ein Otium cum dignitate gönnen! Es wird ihm kaum zu teil werden; neben den allgemeinen Sorgen um die Zukunft der deutschen Wissenschaft hat er zwei große wissenschaftliche Institutionen, die Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft und die Preußische Akademie, die eine als Präsident, die andere als einer der Sekretare, durch stürmisch erregte Zeiten zu steuern. Und er ist wie wenige dazu berufen; denn es gibt unter allen, die ihn kennen, wohl niemand, der ihm nicht für all sein Handeln als Richtlinien das zubilligte, was er selbst einmal als die wichtigsten Charaktereigenschaften des Forschers hingestellt hat: Gewissenhaftigkeit und Treue.

Wir wünschen ihm noch viele Jahre. Denn — wir brauchen ihn.

Die Deutsche Physikalische Gesellschaft
M. v. LAUE
Vorsitzender

INHALT:

M. von Laue, Zu Plancks 75. Geburtstage. S. 305.

**Originalmitteilungen:**

E. Regener, Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung. Mit Tafel II bis IV. S. 306.

J. J. Sommer, Über die Wechselstromcharakteristik von Metallichtbogen I. S. 324.

J. N. Hummel, Wandeinflüsse auf Zählrohrentladungen. S. 331.

H. Benndorf, Über die Kapazität von Elektrometern. I. Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit von L. Dees. S. 335.

A. Etzrodt, Bemerkung zu der Arbeit von Q. Majorana: „Über einen neuen photoelektrischen Versuch." S. 338.

Q. Majorana, Antwort auf die Bemerkung des Herrn Etzrodt. S. 340.

C. Müller, Zur Herstellung dünner, freier Metallhäutchen. S. 340.

**Besprechungen:**

H. von Baravalle, Zahlen für jedermann, insbesondere für den Physikunterricht. S. 341.

P. W. Bridgman, Dimensional Analysis. S. 341.

— Theorie der physikalischen Dimensionen. S. 341.

G. Dußler, Spiel und Spielzeug im Physikunterricht. S. 342.

Exposés de Physique Theorique. Publiés sous la direction de M. Louis de Broglie.

I. Louis de Broglie, Sur une forme plus restrictive des relations d'incertidute (d'après M. Landau et Peierls). S. 342.

II. Irène Curie et F. Joliot, L'existence du neutron. S. 342.

III. Jeans-Louis Destouches, Étatactuel de la théorie du neutron. S. 342.

IV. Salomon Rosenblum, Origine des rayons gamma. S. 342.

V. André George, Mécanique quantique et causalité (d'après M. Fermi). S. 342.

Handbuch der Physik. Hrsg. von H. Geiger und Karl Scheel. 2. Aufl. Band XXII. Zweiter Teil: Negative und positive Strahlen. S. 342.

L. S. Ornstein, W. J. H. Moll und H. C. Burger, Objektive Spektralphotometrie. S. 343.

Cl. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik. III. Band. 1. Teil. Elektrodynamik und Optik. S. 343.

W. H. Westphal, Physik. Ein Lehrbuch für Studierende an den Universitäten und Technischen Hochschulen. 3. Aufl. S. 344.

**Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1933.** S. 344.

**Druckfehlerberichtigung.** S. 352.

**Personalien.** S. 352.

# ORIGINALMITTEILUNGEN.

## Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung[1]).

Von Erich Regener.

Mit Tafel II—IV.

I. Problemstellung.
II. Messungen im Bodensee.
III. Messungen in der Stratosphäre.
IV. Folgerungen aus den letzteren Messungen.
V. Analyse der Absorptionskurve im Wasser.
VI. Analyse der Absorptionskurve in der Atmosphäre.
VII. Deutung der Ultrastrahlung selbst.

### I. Problemstellung.

Mit dem Problem der Ultrastrahlung sind weitreichende Perspektiven verknüpft. Gleichgültig, ob man die Ultrastrahlung als Wellenstrahlung oder als Korpuskularstrahlung auffaßt — alle experimentellen Befunde zeigen jedenfalls, daß das Strahlungsquant bzw. die Korpuskel der Ultrastrahlung eine so abnorm große Energie mit sich führt, daß wir um den Schluß nicht herumkommen, es mit etwas Neuem, in die bisherige Physik noch nicht Eingeordnetem zu tun zu haben. Das gilt insbesondere für den Entstehungsvorgang der Ultrastrahlung, da in ihm oder, besser gesagt, Energieumsetzung zu suchen ist. Eine Komplikation erfährt das Problem noch dadurch, daß die Ultrastrahlung sicher zusammengesetzter Natur ist, d. h. aus mehreren Komponenten stark verschiedener Durchdringungsfähigkeit besteht. Danach wird man sogar auf mehrere verschiedene Entstehungsprozesse schließen müssen. Nach allem, was wir wissen, kommt nun dieses Strahlengemisch aus dem Weltenraum. Eine Analyse desselben muß daher auch zu wichtigen astrophysikalischen Konsequenzen führen.

Leider sind die experimentellen Schwierigkeiten, die gerade einer Zerlegung der Ultrastrahlung in ihre Komponenten entgegenstehen, sehr beträchtlich. Sowohl bei einer Wellenstrahlung wie bei einer Korpuskularstrahlung wird man mit Sekundäreffekten zu rechnen haben, die den Absorptionsvorgang stark komplizieren. Dazu kommt, daß, wie weiter unten gezeigt wird, die Ultrastrahlung aus fünf Komponenten besteht, von denen in der Nähe des Erdbodens sicher drei in ihrer Intensität nicht sehr verschieden sind, während andererseits der Absorptionskoeffizient der einzelnen Komponenten in weiten Grenzen variiert. Absorptionsversuche mit dicken Metallmassen an der Erdoberfläche

1) Vorliegende Arbeit wurde in ihrem wesentlichen Inhalt vorgetragen in München am 16. Dezember 1932 und in Stuttgart am 22. Januar 1933 in den Sitzungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

können daher nur einen mittleren Absorptionskoeffizienten geben, der nur sehr unbestimmt die Quelle einer ungeheuren Energieentwicklung definiert ist[1]). Es bleibt also nichts anderes übrig, als die Ultrastrahlung in möglichst große Höhen in der Atmosphäre und bis zu möglichst großen Wassertiefen zu verfolgen und an einer möglichst weitreichenden Absorptionskurve eine Analyse unter Berücksichtigung der Sekundärstrahlung zu versuchen. Im folgenden gebe ich einen vorläufigen zusammenfassenden Bericht darüber, wie weit dieses Ziel von mir und meinen Mitarbeitern bisher erreicht worden ist. Es werden dabei zunächst die Absorptionsmessungen im Bodensee und in der Stratosphäre, dann die Analyse der erhaltenen Absorptionskurve und ihre Deutung behandelt werden.

## II. Die Messungen im Bodensee.

Die Intensitätsmessung der Ultrastrahlung geschah hauptsächlich mit der Ionisationskammer. Im Bodensee wurden auch einige Registrierungen mit dem Zählrohr nach Geiger-Müller gemacht. Bei den Messungen mit der Ionisationskammer ist zu beachten, daß diese nicht die gesamte auffallende Energie mißt, wie es etwa das vollkommen schwarze Bolometer für die Licht- und Wärmestrahlung tut, sondern daß die (geschlossene, mit Gas von höherer Dichte gefüllte) Ionisationskammer nur einen kleinen, und zwar wegen des großen Durchdringungsvermögens der Primärstrahlung sogar nur einen außerordentlich kleinen Teil der auffallenden Primärenergie absorbiert, d. h. zur Bildung von Ionen verwendet. Die in der Ionisationskammer gemessene Ionenzahl kann zur Berechnung der Energie der Ultrastrahlung nur dienen, wenn ihre mit der Ionisationskammer gemessene Intensitätskurve bis zu ihrer vollständigen Absorption vorliegt. Dann kann man die gesamte Zahl der Ionen berechnen, die bei der vollständigen Absorption der Ultrastrahlung gebildet werden und damit die Energie, die zur Bildung dieser Ionen notwendig ist.

Die gemessene Ionenzahl könnte der auffallenden Energie proportional gesetzt werden, wenn im ganzen Gebiet der Ultrastrahlung immer derselbe kleine Bruchteil der auffallenden Energie in Ionen verwandelt würde. Dies wird man von vornherein nicht annehmen können, da nach unserer Zerlegung die Ultrastrahlung aus Komponenten besteht, deren Absorptionskoeffizienten im Verhältnis von etwa 1 : 40 variieren. Zwar haben Elektronen und Protonen (auch diese kommen ja bei der Ultrastrahlung in Betracht), wenn sie annähernd Lichtgeschwindigkeit haben, das gleiche spezifische Ionisierungsvermögen, doch weiß man noch wenig darüber, welcher Teil der Ionisation in einer Meßkammer von schnellen Strahlen herrührt und welche Rolle weichere, stärker ionisierende (eventuell in der Wand der Ionisationskammer erzeugte[1]) Sekundärstrahlen spielen. Vor allem ist unbekannt, ob und wie sich dieses Verhältnis ändert, wenn man von den harten zu den weichen Komponenten der Ultrastrahlung übergeht. Wenn also weiter unten das Verhältnis der Intensitäten der Komponenten der Ultrastrahlung durch die in einer Kammer gebildeten Ionen angegeben wird, so sind diese Angaben mit den aus dem Obigen entspringenden Vorbehalten zu versehen. Die Energiewerte, die den einzelnen Komponenten zukommen, kann man dagegen aus der Zahl der von den einzelnen Komponenten bei vollständiger Absorption gebildeten Ionen berechnen.

Innerhalb einer und derselben Komponente wird man ohne Einschränkung die Angaben der Ionisationskammer proportional der Zahl der auffallenden Quanten oder Korpuskeln setzen können. Nur auf diese Annahme stützt sich die unten wiedergegebene Zerlegung der Ultrastrahlung in ihre Komponenten.

Auf die Konstruktion der benutzten Ionisationskammern, insbesondere der Registrierelektrometer wurde viel Sorgfalt verwendet. Weil unter ungünstigen Bedingungen im tiefen Wasser und in der freien Atmosphäre zu registrieren war, und insbesondere im Wasser sehr kleine Effekte zur Messung kamen, so mußte möglichst große Meßgenauigkeit mit möglichster Einfachheit der Konstruktion verbunden werden. Es wurde daher auf Kompensationsmethoden verzichtet und die alte Methode der Beobachtung des Spannungsabfalls eines mit der Ionisationskammer verbundenen Einfadenelektrometers benutzt. Die optische Ausrüstung für die Abbildung des Elektrometerfadens, die bei den bekannten Apparaten meist recht mangelhaft ist, wurde durch Anwendung eines anastigmatisch korrigierten Objektives[2]) verbessert. Dadurch erhält man im Gegensatz zu den bisher meist verwandten Mikroskopachromaten ein großes Abbildungsfeld. Man kann damit die Bewegung des Elektrometerfadens über einen großen Spannungsbereich verfolgen und erhält so einen weiten Meßbereich

1) Das gleiche gilt auch von den Versuchen, den Absorptionskoeffizienten der Ultrastrahlung durch den Richtungseffekt von Zählrohren zu bestimmen (W. Kolhörster, Naturw. **20**, 895, 1932).

1) Die Vergleichbarkeit der Messungen mit verschiedenen Ionisationskammern ist wahrscheinlich gerade durch den Einfluß der Wandungen stark beeinträchtigt. Vgl. auch die merkwürdige Druckabhängigkeit der Ultrastrahlungsionisation.

2) Der Firma Ernst Leitz, Wetzlar, danke ich für die Überlassung mehrerer Mikrosummare.

und eine lange Registrierdauer. Scharfe Abbildung auf einer feststehenden photographischen Platte und Ausmessung der erhaltenen Fadenbilder mit einem guten Meßmikroskop geben ferner auch große Genauigkeit. So konnte bei den Bodensee-Elektrometern bei einem Meßbereich zwischen 300 und 600 Volt die Spannung auf 0,02 Volt genau registriert werden. Sehr brauchbar hat sich dabei die Anwendung von ultramikroskopischer Beleuchtung des Elektrometerfadens erwiesen[1]).

Die ersten Messungen im Bodensee geschahen im Herbst 1928[2]) mit einer eisernen Ionisationsbombe[3]) von 11 mm Wandstärke und 33,5 l Inhalt, die mit Kohlensäure von 29,4 Atmosphären Druck bei 14,2° C gefüllt war. Die Messungen erstreckten sich von der Oberfläche des Sees (395 m über dem Meere) bis zu 230,8 m Wassertiefe. Sie sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I[4]).

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|
| Wassertiefe im Bodensee in m | Wasseräquivalent vom Scheitel der Atmosphäre in m | Ionisation I | Ultrastrahlung | Ultrastrahlung Ionenpaare · $cm^{-3} \cdot sec^{-1}$ |
| | | Volt/Stunde | | |
| 0,0 | 9,83 | 40,1 | 39,3 | 41,7 |
| 0,2 | 10,0 | 36,1 | 35,3 | 37,4 |
| 4,9 | 14,8 | 18,17 | 17,39 | 18,4 |
| 10,5 | 20,3 | 12,18 | 11,40 | 12,1 |
| 26,9 | 36,8 | 5,2 | 4,4 | 4,6 |
| 32,4 | 42,2 | 4,334 | 3,55 | 3,77 |
| 40,9 | 50,8 | 3,22 | 2,44 | 2,59 |
| 78,6 | 88,4 | 1,653 | 0,870 | 0,923 |
| 105,2 | 115,0 | 1,306 | 0,523 | 0,555 |
| 153,5 | 163,3 | 1,000 | 0,217 | 0,230 |
| 173,6 | 183,4 | 0,926 | 0,143 | 0,152 |
| 186,3 | 196,1 | 0,885 | 0,102 | 0,108 |
| 230,8 | 240,6 | 0,830 | 0,047 | 0,050 |

Das Wasseräquivalent (Spalte 2) der Luft ist aus der Dichte der Luft berechnet, indem Hüllen- und Kernelektronen als streuende (absorbierende) Elemente angenommen sind (siehe Abschnitt VII). Spalte 3 gibt die direkt gemessene Ionisation in Volt/Stunde. Daraus folgt der entsprechende Wert für die Ultrastrahlung (Sp. 4), wenn die nach dem Verlauf des untersten Teiles der Absorptionskurve extrapolierte Restionisation der Ionisationskammer (siehe Abschnitt V) mit 0,78 Volt/Stunde abgezogen wird. Mit den Dimensionen und der Kapazität der Ionisationskammer umgerechnet, ergibt dann Spalte 5 die Zahl der durch die Ultrastrahlung gebildeten Ionenpaare · $cm^{-3}$ · $sec^{-1}$. Diese Werte gelten für die mit ~ 30 Atmosphären Kohlensäure gefüllte Ionisationskammer. Die Umrechnung auf Luft von 1 Atmosphäre Druck ist nicht ausgeführt, da sich dieser Umrechnungsfaktor experimentell als etwas abhängig von der Intensität ergeben hat, d. h. er ist für große Wassertiefen (harte Strahlen) etwas anders (kleiner) als für geringe (Vorherrschen von weichen Strahlen). Es ist möglich, daß dies, wie schon oben angedeutet, damit zusammenhängt, daß die Sekundärprozesse, die zur Bildung der Ionen in der Meßkammer führen, bei den harten Komponenten der Strahlung anders ablaufen als bei den weichen. Vielleicht ist auch nur das Sättigungsdefizit, mit dem man bei Hochdruckionisationskammern immer rechnen muß, von der Intensität selbst abhängig und verändert damit die gemessene Intensität. Da die diesbezüglichen Messungen noch nicht abgeschlossen sind, werden für die unten angegebenen Komponentenberechnungen die unreduzierten Werte benutzt. Nur wo es sich um den Vergleich der aus den Messungen im Wasser gefundenen Komponenten mit den aus den Messungen in der Atmosphäre berechneten handelt, werden die Messungen im Wasser mit einem konstanten Umrechnungsfaktor ($^1/_{12}$) auf Kohlensäure von 1 Atmosphäre und mit dem Dichteverhältnis auf Luft reduziert angegeben. Da der Vergleich der Komponenten, wie eingangs erwähnt, von vornherein nur mit Einschränkungen vorgenommen werden kann, genügt der vorläufig konstant angenommene Faktor.

Eine Ergänzung erfuhren diese Messungen 1929 und 1930 durch Ausschaltung eines eventuellen Einflusses der Radioaktivität des Bodenseewassers. Wenn dasselbe nämlich radioaktiv ist, und wenn ferner die Radioaktivität mit der Tiefe abnimmt, so würde dieser Umstand gleichfalls eine Abnahme der in der Ionisationskammer gemessenen Ionisation ergeben und damit eine Intensitätsabnahme der Ultrastrahlung mit der Wassertiefe vorgetäuscht haben. Dieser Einwand wurde dadurch entkräftet, daß die Ionisationsbombe mit einem Kessel von 2,5 m Durchmesser, wie er in Fig. 1 dargestellt ist, umgeben wurde, der mit Wasser von der Oberfläche des Sees gefüllt war. Der Kessel enthält einen inneren zylindrischen Teil A von $^1/_2$ m Durchmesser und

1) E. Regener, Zeitschr. f. Phys. **74**, 433, 1932.

2) E. Regener, Die Naturwiss. **17**, 184, 1929; ausführlich in Zeitschr. f. Phys. **74**, 433, 1932. Reproduktionen einiger im Bodensee erhaltenen Registrierplatten finden sich auch in dieser Zeitschrift, in dem Berichte von G. Hoffmann, 1932, S. 642, Fig. 15.

3) Die Bezeichnung Ionisationsbombe gebrauche ich der Kürze wegen für eine Hochdruckionisationskammer. Eine Abbildung der im Bodensee gebrauchten Bombe siehe in dem Berichte von G. Hoffmann, Fig. 5. Vgl. auch unten S. 308, Spalte rechts.

4) Die Werte von 32,4 m Wassertiefe an sind in der Kurve Fig. 6 als Kreise eingezeichnet.

4 m Höhe, der oben durch eine mit Gummi gedichtete Kappe verschlossen werden kann. Dieser zylindrische Teil enthält bei der Messung die Ionisationsbombe *J*. Die Wandstärke dieses Teils ist 8 mm Eisen, weil auf ihm in 250 m Wassertiefe der Druck von 25 Atmosphären lastet. Der das Schutzwasser enthaltende äußere Kessel B ist dünnwandig (2 mm Eisen), da er, wenn er ganz mit Wasser gefüllt ist, wegen der geringen Kompressibilität des Wassers auch in großer Wasser-

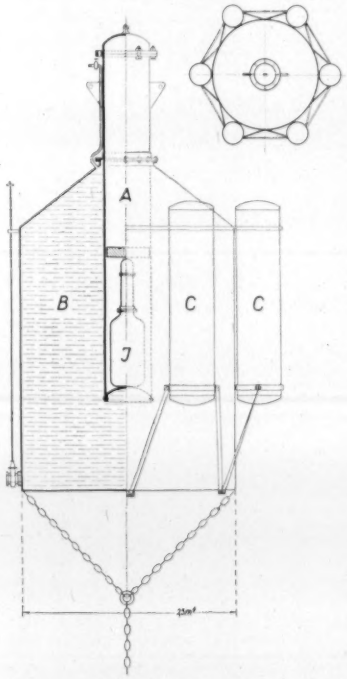



Fig. 1.

tiefe auf Druck nicht beansprucht wird. 6 luftgefüllte Schwimmer *C*, gleichfalls druckfest, die am Umfang des Kessels angebracht sind, haben einen so großen Auftrieb, daß der Kessel mit seinem zylindrischen Teil noch aus der Wasserfläche zu etwa 1 m herausragt. Versenkt wird der Kessel durch Anhängen von etwa 250 kg schweren Ankern und Gewichten. Durch Verändern der Länge des Seiles zwischen den Gewichten und dem Kessel (siehe Fig. 2) wird die Tiefe der Versenkung reguliert. Fig. 3 (s. Tafel II) zeigt den noch nicht ganz mit Wasser gefüllten Kessel. In Fig. 4 (s. Tafel II) wird der Kessel zum Versenken fertig gemacht. Der mit Gummi gedichtete Deckel wird gerade aufgesetzt. In Fig. 5 (s. Tafel II) ist die Ionisationsbombe aus dem Kessel gehoben und der Deckel über dem Elektrometer zur Ladung geöffnet. Von einem Ausleger aus, der am Heck eines größeren Motorbootes angebracht ist (Fig. 3, 4), lassen sich diese Arbeiten bequem ausführen.

Das in dem Kesselraum B (Fig. 1) enthaltene, an der Oberfläche des Sees eingefüllte Wasser, das während einer Meßreihe immer dasselbe bleibt, schützt die im Innern befindliche Ionisationskammer vor der Einwirkung einer eventuellen Radioaktivität des äußeren Seewassers bei der Versenkung des Ganzen. Zum Schutze gegen eine durch den Deckel des Kessels eindringende Radioaktivität wird außerdem noch eine dicke Platte aus altem Blei auf die Ionisationsbombe im Innern gelegt (siehe Fig. 1). Eine eventuelle Radioaktivität des Schutzwassers wird als konstanter Faktor in die Restionisation eingehen. In Wirklichkeit hat sich aber gezeigt, daß mit und ohne Schutzdeckel die gleichen Werte für die Ionisation in verschiedenen Wassertiefen erhalten wurden. In Fig. 6 sind die

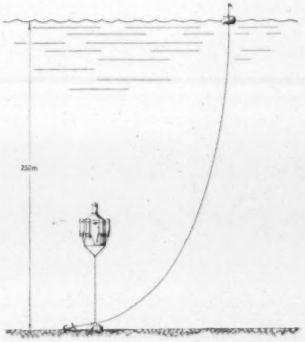



Fig. 2.

Werte mit Schutzkessel als schwarze Punkte, die ohne Schutzkessel erhaltenen als Kreise eingezeichnet. Wie man sieht, liegen beide gleichmäßig auf derselben Kurve, so daß eine Beeinflussung durch die Radioaktivität des Bodenseewassers nicht stattfindet. In der Tat haben spätere genaue Messungen der Radioaktivität des Bodenseewassers gezeigt, daß dieselbe äußerst gering ist, nämlich von $1-2 \cdot 10^{-13}$ g Radiumgehalt pro g Wasser. Die Variationen der Radioaktivität mit der Tiefe sind so gering und so wenig regelmäßig, daß sie meist durch

die Meßfehler bei der Bestimmung des Radiumgehaltes überdeckt werden. Die Versenkungsmethode von Ultrastrahlungsapparaten mit dem Kessel hat sich aber als so bequem erwiesen, daß wir sie für die späteren noch im Gange befindlichen Messungen beibehalten haben. Auch erweist sich die Versenkung der Ionisationskammern mit dem Kessel in große Wassertiefen als ein bequemes Mittel zur Bestimmung der Restionisation von allen Ultrastrahlungsapparaten, die in das 50 cm im Durchmesser haltende Rohr des Kessels hineingehen. Alle Ballonelektrometer, ebenso die drei mit H. Hoerlin nach Peru gegangenen Apparate sind auf diese Weise auf Restionisation geeicht worden.

Eine weitere Ergänzung fanden die Bodenseemessungen durch eine Beobachtungsreihe, welche mein Mitarbeiter W. Kramer[1]) im Februar und März 1929 vom Eise des Alpsees bei Immenstadt im Allgäu (775 m über dem Meere) ausgeführt hat. Diese Messungen sollten die Intensität der Ultrastrahlung in geringen Wassertiefen bis etwa 20 m festlegen. Im Bodensee war dies wegen der Beeinflussung durch den Wellengang, welcher die Bilder des Elektrometerfadens unscharf werden ließ, nicht möglich

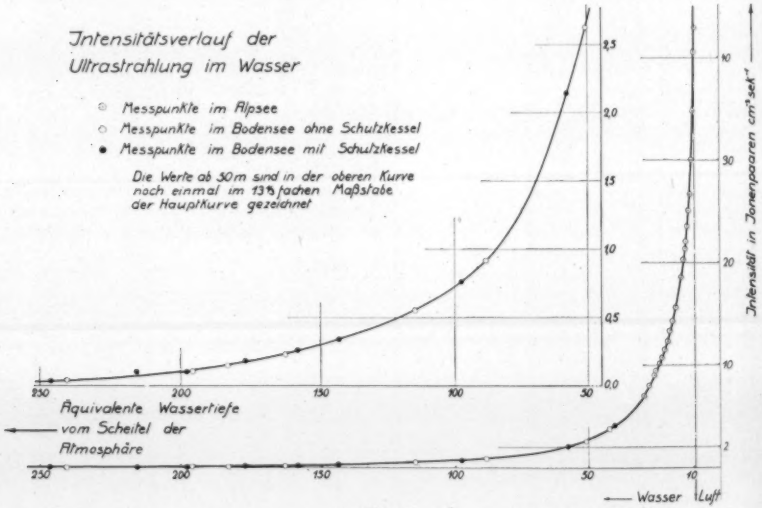



Fig. 6.

gewesen. Durch ein Loch im Eise des Alpsees konnte die Ionisationsbombe (die gleiche wie im Bodensee, aber in horizontaler Lage) bequem und störungsfrei versenkt werden. Die Messungen von W. Kramer geben also die Werte der Ultrastrahlungsintensität von 0 bis 20 m Wassertiefe alle 2 m. Die Kurve (Fig. 6) enthält die Werte im Alpsee durch Kreuze bezeichnet. Ab 30 m Wasseräquivalent kommen die Bodenseewerte. Die Zahl der gebildeten Ionenpaare in $cm^3$ gilt immer für Kohlensäure von 29,4 Atmosphären bei 14,2° C.

Eine weitere Ergänzung erfuhren die Absorptionsmessungen im Wasser durch Beobachtungen mit Zählrohren im Bodensee[2]). Die Zählrohre nach Geiger-Müller hatten etwa 5 cm Durchmesser und 25 cm Länge. Die Impulse wurden über einen Verstärker auf eine Zähluhr geleitet, deren Stand alle Stunden bzw. halben Stunden auf einer rotierenden photographischen Platte festgehalten wurde. Die ganze Apparatur war in dem zylindrischen Teil des oben erwähnten Schutzkessels (Fig. 1) eingebaut und wurde im Bodensee eine oder mehrere Stunden in einer bestimmten Wassertiefe gehalten, dann in andere Tiefen verlegt, so daß innerhalb 24 Stunden auf ein und derselben Platte die in verschiedenen Tiefen registrierenden Impulszahlen pro Stunde abgelesen werden konnten. Die in verschiedenen Wassertiefen mit den verschiedenen Zählrohren

1) W. Kramer, Dissertation Stuttgart 1930; erscheint demnächst in der Zeitschrift für Physik.
2) Vorläufige Mitteilung darüber: E. Regener, Naturw. **19**, 177, 1931.

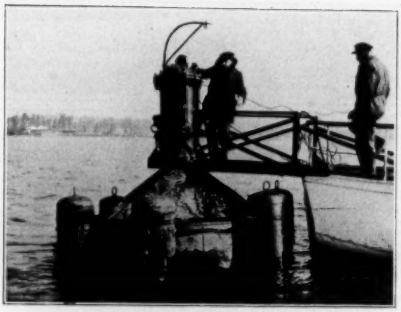


Fig. 3.

Fig. 4.

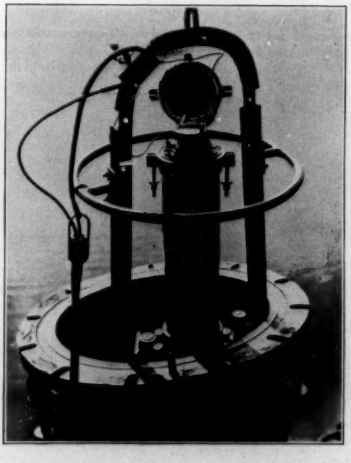


Fig. 5.

erhaltenen Impulszahlen sind in Fig. 7 von 34 bis 235 m Tiefe dargestellt. Die einzelnen Kurven zeigen eine Parallelverschiebung zueinander, weil die Restzahl (die Zahl der Impulse bei Abschirmung aller Ultrastrahlung) bei den einzelnen Meßreihen bezw. Zählrohren verschieden war. Bei der Kurve IV ist als dünne Linie der Verlauf eingezeichnet, der nach den Ionisationsmessungen zu erwarten ist. Man sieht eine relativ gute Übereinstimmung. Nur der letzte Punkt (in 235 m) zeigt eine Abweichung, die aber durch äußere Umstände (Änderung in der Versenkmethode) zu erklären ist. Eine vollkommene Übereinstimmung zwischen den Messungen mit

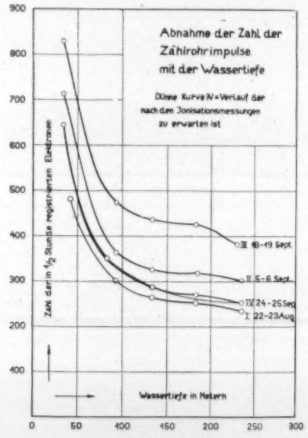



Fig. 7.

dem Zählrohr und denen mit der Ionisationskammer ist nicht zu erwarten, da das Zählrohr wegen seiner horizontalen Lage auf die vertikalen Strahlen stärker anspricht als auf die schräg einfallenden (Richtungseffekt des Zählrohrs[1]). Die Ionisationskammer tut dies nicht. Danach dürfte der Hauptwert der Messungen mit dem Zählrohr im Bodensee darin liegen, daß nach einer von der Ionisationsmethode ganz verschiedenen Methode die Abnahme der Intensität der Ultrastrahlung (hier gemessen durch die Impulszahl des Zählrohrs) in Wassertiefen bis zu 230 m in so guter Übereinstimmung mit der Ionisationsmethode gefunden wird, wie sie den Umständen nach erwartet werden kann. Mit Rücksicht darauf, daß gerade die durchdringendsten Anteile der Ultrastrahlung für die Komponentenzerlegung besonders wichtig sind, darf dies wohl besonders hervorgehoben werden.

1) W. Kolhörster, Naturw. **20**, 895, 1932.

## III. Die Messungen in der Stratosphäre.

Bei der Registrierung der Ultrastrahlung in der hohen Atmosphäre war die Forderung zu erfüllen, einen möglichst leicht gebauten, gegen Temperaturänderungen möglichst unempfindlichen oder wenigstens dagegen geschützten Registrierapparat in möglichst große Höhen zu entsenden. Da bemannte Stoffballone auch bei Aufwendung großer Mittel, d. h. mit sehr großen Ballonen eine begrenzte Steighöhe von 16, höchstens 17 km haben, wurden Registrierballone aus Gummi von einigen Metern Durchmesser benutzt, welche, mit Wasserstoff gefüllt, mehr als die doppelte Höhe wie die bemannten Ballone erreichen können[1]). Die Registrierelektrometer für diese Messungen (im folgenden kurz Ballonelektrometer genannt) sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut wie die Bodensee-Elektrometer. Der Elektrometerfaden wird wieder in bestimmten Zeitabständen (hier 4 Minuten statt eine Stunde wie beim Bodensee-Elektrometer) seitlich beleuchtet, so daß auf einer feststehenden photographischen Platte (4,5 × 6 cm) direkt der der Strahlungsintensität proportionale Voltabfall/Zeit erhalten wird. Das Elektrometer befand sich nicht, wie bei den Bodensee-Elektrometern, außerhalb, sondern innerhalb der kugelförmigen Ionisationsdruckkammer aus 0,5 mm Messingblech von 2,1 l Inhalt, die mit Luft von einigen Atmosphären Druck gefüllt war. Die Restionisation, durch Versenken im Bodensee bestimmt, war bei allen Ballonelektrometern sehr klein und bei den Messungen in der Stratosphäre zu vernachlässigen. Fig. 8 (s. Tafel III) zeigt das Elektrometer nach abgeschraubter Kugel. *A* ist der Systemträger, der an einem Quarzbügel den 3 $\mu$ dicken Wollastondraht trägt. Die Gegenelektrode *B* sorgt dafür, daß der Faden sich beim Ausschlag in einer Ebene bewegt. Das an einem Invarstück *C* befestigte Quarzglasstück *D* trägt das System. Man sieht weiter noch die mit Glasplatten verschlossenen Öffnungen, durch die hindurch die Abbildung des Fadens und Beleuchtung desselben erfolgt. *E* ist die Ladevorrichtung für das Elektrometer, die durch einen von außen angelegten permanenten Magneten betätigt wird. In Fig. 9 (s. Tafel III) ist das fertig zusammengesetzte Ballonelektrometer dargestellt. Rechts die kugelförmige Ionisationskammer, auf das in Fig. 8 sichtbare große Gewinde aufgeschraubt und verlötet, links das zylindrische Kamerarohr für die photographische

1) H. Hergesell, Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **1**, 200, 1904/05. Vgl. auch R. Assmann, Das Kgl. preuß. Aeronautische Observatorium Lindenberg, Braunschweig 1915, Vieweg & Sohn, und A. Wigand, Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **27**, 286, 1931.

Registrierung; ganz links die kleine Kassette. $K$ ist die Kontaktuhr, in $T$ sind zwei kleine Taschenbatterien untergebracht und $M$ ist ein kleines Aneroid, welches in etwa 9 km Höhe die Kontaktgebung und damit die Beleuchtung des Elektrometerfadens von 20 Minuten auf 4 Minuten umschaltet. Luftdruck und Temperatur (letztere nicht die Außentemperatur, sondern die Temperatur des Instrumentes) wurden in der Weise registriert, daß im Innern des Elektrometers ein Aneroid $A$ (Fig. 10, s. Tafel III) und eine Bimetallamelle $B$ angebracht waren. Beide trugen die leichten Lineale $C$ und $D$, welche sich vor der photographischen Platte, durch Luftdruck bzw. Temperatur beeinflußt, auf- und abwärts bewegen und damit die Länge der Bilder des Elektrometerfadens nach oben und unten begrenzen, und zwar zwangsläufig zu der gleichen Zeit, zu der die Spannung registriert wurde. Fig. 11 (s. Tafel III) zeigt das Drucklineal $C$ und das Temperaturlineal $D$, von der Kassettenseite aus gesehen. Beide bewegen sich parallel zu dem feststehenden mittleren Lineal $M$, das Marken für die Ausmessung der Fadenbilder für die Spannungsmessung enthält. Mit abnehmender Spannung bewegt sich ja das Bild des Elektrometerfadens von links nach rechts. Fig. 12 (s. Tafel IV) ist eine Reproduktion der am 12. August 1932 erhaltenen Registrierplatte. An der Abnahme der Länge der senkrechten Striche (Bilder des Elektrometerfadens) sieht man oben den abnehmenden Druck, unten läßt sich die Temperatur ablesen, die dank der Schutzgondel (siehe folgendes) bei diesem Aufstieg nur zwischen $+15$ und $+36°$ variiert.

Die Eichung der ersten Instrumente dieser Art wurde bis zu $-60°$ durchgeführt, um den Einflüssen der tiefen Temperaturen der Stratosphäre entgegenzuwirken. Es zeigte sich, daß unsere Vorsicht in diesem Punkte zu weit ging, denn ein kleiner Kunstgriff, der die Einwirkung der tiefen Temperatur vermindern sollte, hat sich als viel wirksamer erwiesen, als erwartet wurde. Um den Aufprall des Instrumentes bei der Landung zu vermindern, mußte es nämlich in einem Schutzkäfig untergebracht werden. Dieser Schutzkäfig wurde nun gleichzeitig als Wärmefang ausgebildet. In der ersten Ausführungsform (Fig. 13, s. Tafel IV) bestand er aus einem kugelförmigen Gerüst aus ganz leichten Pertinaxstäben, das in der unteren Hälfte mit Aluminiumfolie, in der oberen mit dünnem Zellophan beklebt war. (In der Fig. 13 ist die obere Hälfte der Deutlichkeit halber noch nicht mit Zellophan beklebt.) Infolge der in der Stratosphäre immer vorhandenen Sonnenstrahlung sollte dann infolge der sog. Treibhauswirkung die äußere Kälte kompensiert werden. Dieses Mittel zeigte sich als außerordentlich wirksam. Die Schutzgondel nach Fig. 12 ergab schon in 10 km Höhe eine Temperatur von $+35°$ C. Mehrfache Abänderungen ergaben zum Teil zu hohe (einmal in 20 km Höhe $+55°$ C), zum Teil zu tiefe Temperaturen. Die beim 5. Aufstieg benutzte, in Fig. 14 (s. Tafel IV) dargestellte Ausführungsform scheint das Richtige getroffen zu haben. Der eigentliche Schutzkäfig ist der innere stromlinienförmige Teil, der herumgebaute viereckige, gleichfalls mit Zellophan beklebte, aber unten und oben offene Teil dient zur Verminderung der Bewegungen des Ganzen beim Aufstieg. Fig. 15 (s. Tafel IV) zeigt links den Schutzkäfig vom Aufstieg vom 3. Januar 1933 mit den Stabilisierungsflächen, die gegen früher wieder verändert sind.

Beim Aufstieg selbst wurden immer zwei Ballone verwendet, von denen der eine in großer Höhe platzt[1]). Der Apparat ging dann mit dem zweiten Ballon nieder. Da derselbe dann über dem Landungsort schwebte, wurde die Auffindung erleichtert. Bisher haben wir von allen sieben Aufstiegen die Apparate wieder erhalten. Fig. 15 zeigt die ganze Anordnung mit den beiden Ballonen, Bremse und Schutzkäfig kurz vor dem Abflug am 3. Januar 1933. Die Ballone erscheinen schlaff, da sie zur Erreichung möglichst großer Höhen nicht voll gefüllt sind. Sie sind untereinander verbunden, damit sie beim Aufstieg nicht gegeneinanderpendeln. Um die Aufstiegsgeschwindigkeit zu verlangsamen, befindet sich unter den Ballonen eine Bremse, bestehend aus einem leichten Holzreifen, der mit dünner Seide mit einem Loch in der Mitte bekleidet ist. Wenn aus irgendwelchen Ursachen einmal beide Ballone platzen sollten, würde die Fallschirmwirkung der Bremse den Apparat auch vor allzu hartem Aufschlagen schützen.

Nachdem am 27. Februar 1932 ein Aufstieg bis über 10 km, am 27. Juni ein solcher bis etwa 20 km Höhe gelungen war, brachte es ein solcher am 12. August bis auf 25 km. Die Registrierplatte bei diesem gut gelungenen Aufstieg ist in Fig. 12 dargestellt. Einzelheiten über diesen Aufstieg sowie über die Auswertung der Platte siehe in den Naturw. **20**, 695, 1932. Zwischen den Punkten 7 und 25 in Fig. 12 erscheint auf der Platte der Abfall des Elektrometers in Intervallen von vier Minuten. Die Bilder des Elektrometerfadens sind zum Teil unscharf wegen der Bewegung des Apparates. Wenn auf den Schwerpunkt der Schwärzung jedes Fadens bei der Ausmessung eingestellt wird, läßt sich jedoch eine gute Auswertung vornehmen. In der Fig. 16 ist das Resultat dargestellt, wobei die Intensität

1) H. Hergesell, Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **1**, 200, 1904/05.

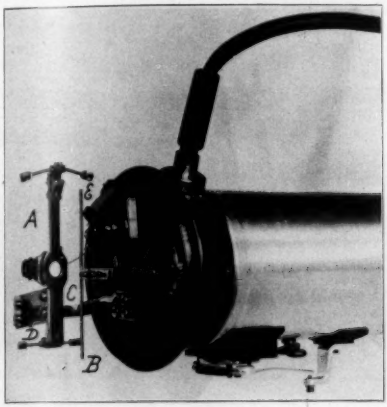



Fig. 8.

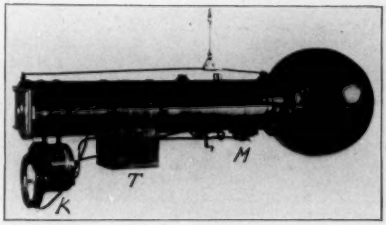



Fig. 9.

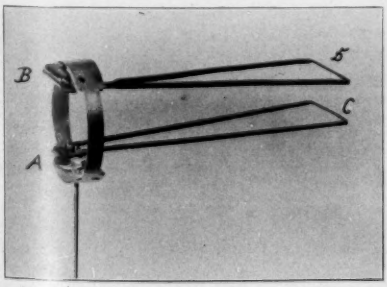



Fig. 10.

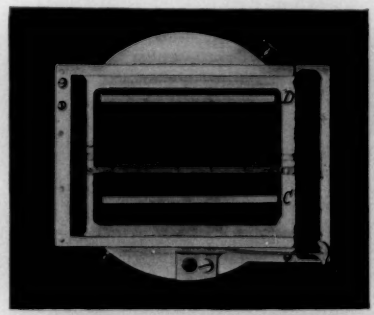



Fig. 11.

der Ultrastrahlung durch die Zahl der im Kubikzentimeter und in der Sekunde in Luft von 1 Atmosphäre gebildeten Ionenpaare angegeben ist. Die Abszisse ist der gemessene Luftdruck in mm *Hg*. Die Werte für die Ionisation sind etwa 20 Proz. höher als die in der vorläufigen Mitteilung[1]) angegebenen. Bei der damaligen vorläufigen Berechnung war nämlich die Ionisation einfach proportional dem Druck in der Ionisationskammer gesetzt worden. Der in der Zwischenzeit bestimmte Druckfaktor der Ionisation ergibt die in Fig. 16 aufgezeichneten größeren Werte. Wie ersichtlich, schließt sich jetzt unsere Kurve sehr gut an die von Kolhörster im Freiballon gefundenen Werte bis 9,3 km Höhe an[2]). Auch die Übereinstimmung mit den gleichfalls eingezeichneten, von Piccard und Cosyns[3]) im letzten Jahre bis 16 km Höhe gefundenen Werten ist gut. Ein Aufstieg am 3. Januar 1933 (Fig. 15) führte bis zu einem niedersten Luftdruck von 34 mm *Hg* (Höhe ~ 22 km) und gab zwischen 200 und 34 mm *Hg* Luftdruck ganz denselben Verlauf der Intensität wie der Aufstieg am 12. August 1932[4]). Die Druck-

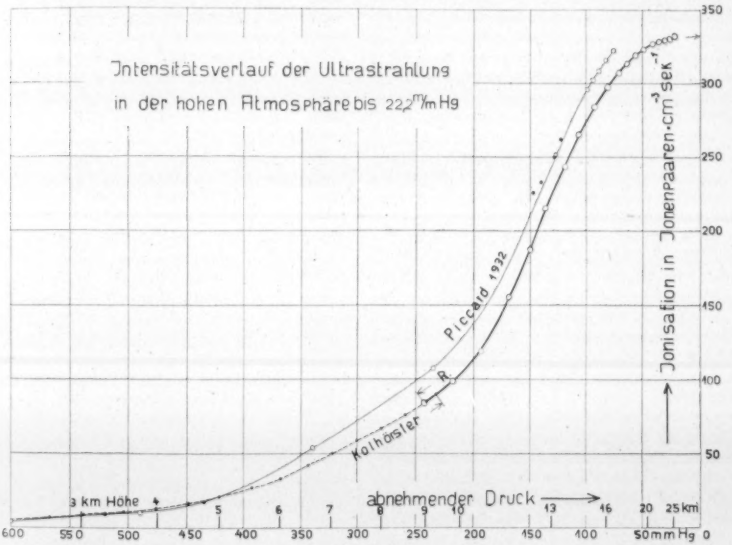



Fig. 16.

messung war bei diesen letzten Aufstiegen verbessert. Es wurden nämlich zwei Aneroide verwendet, von denen eins erst unterhalb 100 mm *Hg* anfing auszuschlagen, so daß die niedrigeren Drucke mit größerer Genauigkeit gemessen werden konnten. Von den direkt zu messenden Größen ist die Kapazität des Elektrometers diejenige, deren genaue Bestimmung ziemliche Vorsichtsmaßregeln erfordert. Im übrigen ist die Genauigkeit der mitgeteilten Intensitätswerte der Ultrastrahlung nicht so sehr von den direkt meßbaren Größen abhängig, wie von den allgemeinen Einschränkungen, denen Intensitätsmengen der Ultrastrahlung mit der Ionisationskammer unterworfen sind. Wie bereits eingangs (S. 307) erwähnt, geht die Bildung der zur Messung kommenden Ionen in der Ionisationskammer unter Zwischenschaltung von noch unvollständig bekannten Sekundärprozessen vor sich, die sogar zum größeren Teil außerhalb der Ionisationskammer in den umgebenden Absorptionsmedien stattfinden. Diese Sekundärprozesse laufen möglicherweise bei den verschiedenen Komponenten

1) E. Regener, Naturw. **20**, 695, 1932.

2) Dieselben sind aufgezeichnet nach den ausgeglichenen Werten, die K. Büttner im Handbuch der Experimentalphysik **25**, I, 1928, angegeben hat.

3) A. Piccard u. M. Cosyns, Comptes Rendus **195**, 604, 1932.

4) Zusatz bei der Korrektur: Auch ein weiterer Aufstieg am 9. März 1933, der bis 18 mm *Hg* Luftdruck (~ 27 km) führte, ergab das gleiche Resultat.

der Ultrastrahlung verschieden ab und können dann die Bestimmung der Intensitätsverhältnisse der Komponenten erschweren. Aber selbst innerhalb einer und derselben Komponente der Ultrastrahlung ist auch mit der Ionisationskammer die Intensitätsmessung noch nicht ganz eindeutig. Dies prägt sich insbesondere in der merkwürdigen Druckabhängigkeit der Ultrastrahlenionisation aus[1]). Bei steigenden Drucken nimmt die Ionisation immer langsamer mit dem Drucke zu. Ein Teil von diesem Effekte kann in Sekundärstrahlen kurzer Reichweite liegen. Die Hauptursache dürfte aber in dem Sättigungsdefizit des Ionisationsstroms liegen, das besonders bei höheren Drucken auftritt. Wieviel auf die einzelnen Faktoren kommt, ist zur Zeit noch nicht genau bekannt. In Zusammenhang damit stehen die unregelmäßig verlaufenden Temperatureinflüsse, denen der Ionisationsstrom unterworfen ist. Man reduziert gewöhnlich, wie das auch oben geschehen ist, den bei höheren Drucken gemessenen Ionisationsstrom auf 1 Atmosphäre. Da dieser Reduktionsfaktor sich aber, wie bereits früher erwähnt, etwas abhängig von der absoluten Intensität zeigt, so sind durch diese Reduktion augenscheinlich noch nicht alle Einflüsse erfaßt. Es wird noch langwieriger Untersuchungen bedürfen, bis hier alles geklärt ist. Für die Messungen in der Stratosphäre hoffen wir dadurch schneller zum Ziel zu kommen, daß wir nicht wie bisher eine geschlossene, sondern bei einem der nächsten Aufstiege eine offene Ionisationskammer verwenden werden. Der Druck in der Kammer vermindert sich dann mit zunehmender Höhe. Sättigungsstrom ist aber bei niederem Druck sehr vollständig zu erreichen. Die große Intensität der Ultrastrahlung in der Stratosphäre dürfte auch für eine solche Messung noch ausreichen. Auch für die Komponentenauffindung bietet, wie weiter unten gezeigt wird, ein solches Meßverfahren Vorteile. Die oben angegebenen Werte für die Ultrastrahlung in der Stratosphäre wird man also vorläufig mit methodischen Vorbehalten versehen müssen. Die wirklichen Intensitäten dürften noch etwas höher liegen.

## IV. Folgerungen aus den Messungen in der Stratosphäre.

Bevor die Zerlegung der Ultrastrahlung in ihre Komponenten behandelt wird, mögen noch kurz die Folgerungen besprochen werden, die sich aus der Intensitätskurve der Ultrastrahlung in der Stratosphäre ziehen lassen.

Man sieht aus der Kurve Fig. 16 zunächst, daß die Intensität der Strahlung in der Stratosphäre noch ansteigt, daß dieses Ansteigen aber oberhalb von 12 km Höhe (unterhalb von 145 mm Luftdruck) allmählich langsamer wird und daß oberhalb von 16 km Höhe (unterhalb von etwa 80 mm Luftdruck) die Strahlung sich ziemlich rasch einem maximalen Grenzwert nähert. Ein solcher Verlauf der Ultrastrahlung ermöglicht eine zwanglose Extrapolation auf ihre Intensität beim Drucke Null, d. h. vor ihrem Eintritt in die Erdatmosphäre. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß die Intensitätskurve nicht erneut ansteigt, wenn man zu noch niedrigeren Luftdrucken, d. h. in noch größere Höhen kommt. (Ein Abfall in noch größeren Höhen wäre zu erwarten, wenn die Ultrastrahlung als eine mit Sekundärstrahlen noch ungesättigte Wellenstrahlung auf die Erdatmosphäre auftreffen würde.)

Die Extrapolation führt jedenfalls für die Grenze der Atmosphäre zu dem beträchtlichen Wert von etwa 333 Ionenpaaren im Kubikzentimeter und in der Sekunde. Dieser Wert ist etwa das Hundertfünfzigfache der Intensität der Ultrastrahlung im Meeresniveau. Nach den Bemerkungen im vorhergehenden Abschnitt kann er sich bei besserer Meßmethodik vielleicht noch erhöhen.

Die Tatsache, daß nach dem Umbiegen der Intensitätskurve in den nahe horizontalen Ast (bei der Darstellung in Fig. 16) nicht ein erneutes Ansteigen der Intensität auftritt, kann so gedeutet werden, daß keine ganz weichen Komponenten der Ultrastrahlung existieren, die schon durch wenige Zentimeter Blei ganz absorbiert werden. Wenn man aber bedenkt, daß 18 mm Quecksilber (entsprechend dem niedersten beim Aufstieg am 9. März 1933 gemessenen Luftdruck) von den $\gamma$-Strahlen der bekannten radioaktiven Substanzen noch 35 Proz. hindurchlassen, so kann das Ausbleiben eines erneuten Anstieges der Intensität auch als ein Nachweis dafür betrachtet werden, daß gewöhnliche $\gamma$-Strahlen in einer Intensität, die gegenüber der Ultrastrahlungsintensität merklich ist, im Weltenraum nicht vorhanden sind.

Nachdem jetzt die ganze Ultrastrahlungsabsorptionskurve vorliegt, ist es leicht, die gesamte Energie auszurechnen, welche in Form von Ultrastrahlung an der Grenze der Atmosphäre auf den Quadratzentimeter in der Sekunde eingestrahlt wird. Eine solche Berechnung ist schon von Millikan[1]) früher einmal vorgenommen worden, hat aber damals wegen der unzureichenden experimentellen Grundlagen einen

1) Literatur siehe in dem Berichte von G. Hoffmann, diese Zeitschrift **33**, 633, 1932.

1) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **31**, 921, 1928.

Wert ergeben, der um eine Zehnerpotenz niedriger liegt als derjenige, der jetzt erhalten wird. Für eine solche Berechnung trägt man am besten die Intensität $I$ der Ultrastrahlung (in Ionenpaaren in Luft von Normalbedingungen) als Funktion einer von der Grenze der Atmosphäre gerechneten Länge $h$ auf, die in Zentimetern Luft von Normalbedingungen ausgedrückt ist. Dann ist das $\int_{h=0}^{h=\infty} I\,dh$ die gesamte Zahl von Ionen, die von der Ultrastrahlung in einer Luftsäule von 1 cm² Querschnitt in der Sekunde gebildet werden, wobei die Länge der Luftsäule genügend lang sein muß, um die Ultrastrahlung vollständig zu absorbieren. Es ergeben sich $7 \cdot 10^7$ Ionenpaare $\cdot$ cm$^{-2} \cdot$ sec$^{-1}$. Wird für die Bildung eines Ionenpaares nach den Messungen von H. Kulenkampff[1]) eine Energie von 32-$e$-Volt als notwendig angenommen, so ist der gesamte Energiefluß der Ultrastrahlung $= 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ Erg. cm$^{-2} \cdot$ sec$^{-1}$. Die Strahlungsdichte der Ultrastrahlung ist also gar nicht so gering. Sie ist äquivalent dem Energiestrom, den mehrere hundert α-Teilchen repräsentieren, die auf 1 cm² in der Sekunde einfallen. Bemerkenswert ist, daß die Energie, welche in Form von Licht und Wärme von allen Fixsternen auf 1 cm² an der Grenze der Atmosphäre in der Sekunde eingestrahlt wird, ähnlich groß ist, wie die Energiestromdichte der Ultrastrahlung[2]).

## V. Analyse der Absorptionskurve im Wasser.

Die im folgenden zu behandelnde Analyse der Ultrastrahlungsabsorptionskurve stellt sich zunächst die Aufgabe, festzustellen, ob die Ultrastrahlung Komponenten mit scharf voneinander verschiedenen Absorptionskoeffizienten enthält, oder ob sie ein Band von Strahlen ist, deren Absorptionskoeffizienten stetig ineinander übergehen. Eine solche Aufgabe kann man nicht ohne bestimmte Annahmen über die Natur der Strahlen und den damit verbundenen Absorptionsakt durchführen[3]). Im folgenden wird gezeigt werden, daß sich der Intensitätsverlauf der Ultrastrahlung unter der Voraussetzung, daß sie — in der Hauptsache wenigstens — primär eine Wellenstrahlung ist, durch eine Reihe von diskreten Wellenlängen darstellen läßt. Die Berechtigung dieses Verfahrens ergibt sich daraus, daß über einen weiten Bereich — von den ganz weichen Komponenten an, die in der Stratosphäre die Hauptrolle spielen, bis zu den ganz harten, die in großen Wassertiefen allein übrigbleiben — der beobachtete Verlauf mit dem aus den gefundenen Komponenten berechneten übereinstimmt. Eine weitere Stütze findet diese Zerlegung dann darin, daß, wie im Abschnitt VII gezeigt werden wird, sich mit diesen so gefundenen Komponenten Entstehungsprozesse verbinden lassen, denen eine mögliche physikalische Realität nicht abgesprochen werden kann.

Gegenüber der von R. A. Millikan und seinen Mitarbeitern vorgenommenen Zerlegung, bei der ja auch eine wellenmäßige Natur der Ultrastrahlung vorausgesetzt wird, unterscheidet sich die vorliegende dadurch, daß die Sekundärstrahlen (Comptonelektronen) berücksichtigt werden, die den Intensitätsverlauf so stark verändern, daß die Absorptionskoeffizienten 100 und mehr Prozent anders herauskommen als ohne Sekundärstrahlen.

Gehen wir zur Analyse des Verlaufs der Ultrastrahlung im Wasser auf Grund der in Fig. 6 mitgeteilten Absorptionskurve über. Diese Analyse hat mein Mitarbeiter W. Kramer[1]) durchgeführt. Sie geht von der Annahme aus, daß von 153 m Wassertiefe an nur eine, die härteste Komponente der Ultrastrahlung vorhanden ist. Zwischen 100 und 230 m Wassertiefe läßt sich dann der beobachtete Intensitätsverlauf durch diese eine Komponente darstellen. Diese harte Komponente wird jetzt in ihrem ganzen Verlauf berechnet und ihre Intensität von der beobachteten Gesamtintensität abgezogen. Auf die übrigbleibende Intensität wird dann das gleiche Verfahren angewendet.

Für die richtige Berücksichtigung der Sekundärstrahlen hat H. Kulenkampff[2]) die Formeln entwickelt unter der Annahme, daß man es mit einer sehr harten Wellenstrahlung zu tun hat, deren Comptonelektronen in der Ionisationskammer die Ionisierung hervorrufen. Die Ionisierungswirkungen der durch wiederholte Comptonprozesse erzeugten Elektronen überlagern sich dabei formal wie die (wieder selbst zerfallenden) Folgeprodukte eines radioaktiven Körpers (vgl. Fig. 3, S. 779, in der zitierten Abhandlung von H. Kulenkampff). W. Kramer hat nun diese Absorptionsfunktion für allseitige Inzidenz (eine solche muß man ja nach allen Versuchen für die

1) H. Kulenkampff, Physik. Zeitschr. **30**, 777, 1929.

2) Über Folgerungen daraus für die Weltraumtemperatur siehe E. Regener, Zeitschr. f. Phys. **80**, 666, 1933. In der diesbezüglichen Notiz in der Nature **131**, 130, 1933 ist durch einen Ablesefehler bei der graphischen Integration der Energiewert der Ultrastrahlung 30 Proz. zu hoch angegeben.

3) Vergl. dazu aber Seite 320 die Bemerkung über das Auftreten von Buckeln in der „deformierten" Intensitätskurve.

1) W. Kramer, Stuttgarter Dissertation 1930; erscheint demnächst in der Zeitschrift für Physik.

2) H. Kulenkampff, Physik. Zeitschr. **30**, 777, 1929.

Ultrastrahlung annehmen) integriert. Um zu zeigen, wie stark die verschiedenen Absorptionsfunktionen und damit auch die unter verschiedenen Annahmen berechneten Absorptionskoeffizienten voneinander abweichen, sind in Fig. 17 die einzelnen Absorptionsfunktionen in Abhängigkeit von $\mu \cdot d$ ($\mu$ = wahrer Absorptionskoeffizient, $d$ = Schichtdicke des Absorbers) zum Vergleich zusammengestellt. Kurve I zeigt die reine $e$-Funktion, Kurve II die $e$-Funktion für allseitige Inzidenz, Kurve III die Kulenkampffsche Funktion für einseitige Inzidenz, Kurve IV dieselbe von W. Kramer für allseitige Inzidenz integrierte Absorptionsfunktion. Wie man sieht, liegen die $e$-Funktion für allseitige Inzidenz

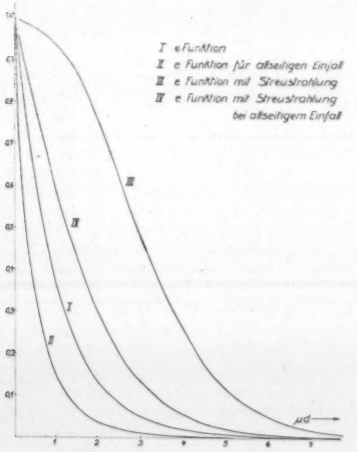



Fig. 17.

ohne Streustrahlung und die Funktion für allseitige Inzidenz mit Streustrahlung auf verschiedenen Seiten der reinen $e$-Funktion, so daß die Nichtberücksichtigung der Streustrahlung sehr große Fehler (über 100 Proz. für $\mu$) ergibt. Andererseits ist der Unterschied, den die Berücksichtigung von Streustrahlung und allseitiger Inzidenz (Kurve IV) gegenüber der reinen $e$-Funktion (Kurve I) ergibt, wieder nicht sehr groß. So wird beispielsweise für die durchdringendste Komponente ohne Berücksichtigung der Streustrahlung und der allseitigen Inzidenz, also mit reiner $e$-Funktion berechnet, der Massenabsorptionskoeffizient $0{,}188 \cdot 10^{-3} \cdot g^{-1} \cdot cm^2$ erhalten, während die Berücksichtigung der Allseitigkeit und der Streustrahlung den Absorptionskoeffizienten $0{,}205 \cdot 10^{-3}$ ergibt.

Eine Erschwerung erfährt die Analyse der Absorptionskurve durch die Restionisation, d. i. durch den Ionisationswert, den man in der Meßkammer nach Abschirmung aller Strahlung erhält. Die Bodenseemessungen haben gezeigt, daß die Abschirmung der letzten Anteile gerade der Ultrastrahlung sehr schwierig ist. Auch in Bergwerken kommt man nicht weiter, da man dort wieder mit der Umgebungsstrahlung zu kämpfen hat. Nur durch Versenkung der Apparatur in noch größere Wassertiefen, etwa bis zu 1000 m, würde man in dieser Beziehung mehr Sicherheit erhalten. Einstweilen bleibt nichts übrig, als die Restionisation zu extrapolieren, d. h. den Absorptionskoeffizienten der durchdringendsten Komponente so zu wählen, daß für unendlich große Absorberdicke die Restionisation übrigbleibt. Die Brauchbarkeit eines solchen Verfahrens kann nur dadurch erwiesen werden, daß auf eine möglichst große Schichtlänge des Absorbers die mit den gewonnenen Absorptionskoeffizienten berechneten Komponenten in ihrer Summe möglichst genau die beobachtete Gesamtintensität ergeben.

In der folgenden Tabelle II sind nun die von W. Kramer gefundenen Komponenten zusammengestellt.

Tabelle II.

| Komponente | $\mu g^{-1} \cdot cm^2$ | $I_\infty$ | $I_0$ |
|---|---|---|---|
| $H_2$ | $0{,}205 \cdot 10^{-3}$ | 0,16 | 0,15 |
| $H_1$ | $0{,}735 \cdot 10^{-3}$ | 1,2 | 0,86 |
| $M$ | $2{,}0 \cdot 10^{-3}$ [1] | 3,2 | 0,98 |

$I_\infty$ sind dabei die Intensitäten der Komponenten beim Eintritt in die Atmosphäre, $I_0$ diejenigen im Meeresniveau. $I_\infty$ und $I_0$ sind dabei in Ionenpaaren in Luft von 1 Atmosphäre $\cdot$ $cm^{-3} \cdot sec^{-1}$ angegeben. Sie sind aus den in 30 Atmosphären Kohlensäure gemessenen Werten mit einem konstanten Umrechnungsfaktor erhalten. Gemäß den Vorbehalten von Seite 307 sind sie also nur als vorläufige Näherungswerte zu betrachten. In Fig. 18 ist der Intensitätsverlauf der Komponenten im Wasser dargestellt. Die darin mit $W$ bezeichnete gestrichelte Kurve ist der Rest von weichen Komponenten, der aus der im Wasser gemessenen Intensitätskurve wegen Störungen (Übergangseffekt Luft — Wasser und anderes) nicht mehr analysierbar ist. Wichtig sind in der Fig. 18 noch die als Kreise eingezeichneten Punkte, die ab 40 m Wasseräquivalent unmittelbar auf der Abszissenachse liegend erscheinen. Sie sind die Differenzen, die zwischen den gezeichneten, mit den Absorptionskoeffizienten der

1) Die Werte für die Komponente $M$ sind weniger genau. Eine inzwischen vorgenommene Neuberechnung gibt einen etwas kleineren Wert.

Tabelle II berechneten und den beobachteten Intensitäten übrigbleiben. Erst oberhalb 40 m sind diese Differenzen in der Figur überhaupt ausdrückbar. In diesem Gebiete sind aber schon drei Komponenten da, und die gezeichneten Differenzen bestehen gegen die Summe von drei im Absorptionskoeffizienten stark verschiedenen Komponenten. Die Übereinstimmung darf also wohl als eine sehr gute, die Richtigkeit der Zerlegung selbst und ihre Voraussetzungen bestätigende angesehen werden. Auch darf darauf hingewiesen

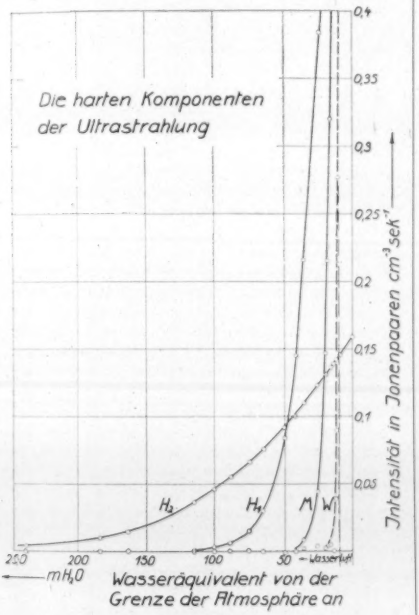



Fig. 18.

werden, daß die Unsicherheit, die von der Extrapolation der Restionisation herrührt, schon bei der Komponenten $H_1$ wegen ihrer gegen die Restionisation einigermaßen großen Intensität nur mehr eine geringe Rolle spielt.

## VI. Analyse der Absorptionskurve in der Atmosphäre.

Betrachten wir jetzt die Kurve (Fig. 16), welche den Intensitätsverlauf der Ultrastrahlung in der Atmosphäre wiedergibt, so sieht man, daß die Methode, welche zur Zerlegung des harten Anteils der Ultrastrahlung gedient hat, hier wegen des S-förmigen Verlaufs der Intensität nicht zum Ziele führen kann. Augenscheinlich treten beim Eintritt der Strahlung in die Atmosphäre Effekte auf, die zunächst nicht übersehbar sind. Hier hilft eine Methode weiter, die mein Mitarbeiter E. Lenz[1]), anknüpfend an eine frühere Arbeit von H. Hellmann[2]), entwickelt hat. Die Kurve (Fig. 16) gibt nämlich die Ionisierung wieder, die die Sekundärstrahlen der Ultrastrahlung in einer geschlossenen Ionisationskammer erzeugen. Mit gewissen, oben (S. 307) erwähnten Einschränkungen kann diese Kurve als Intensitätskurve angesprochen werden. Die Ionisierung, die die Ultrastrahlung in der freien Atmosphäre erzeugt, wird einen ganz anderen Verlauf mit der Höhe haben. Da die Ionisierung der Dichte der Luft proportional ist und diese mit der Höhe exponentiell abnimmt, erhält man eine Kurve, die ein Maximum der Ionisation in einer bestimmten Höhe zeigt. Die Lage dieses Maximums wird von dem Absorptionskoeffizienten der einfallenden Strahlung abhängen, der Verlauf des Maximums von der Zusammensetzung der Strahlung. Besteht sie aus einer homogenen Komponente, so wird sich ein scharfes Maximum ergeben, eine kontinuierlich verlaufende Absorptionsbande wird einen mehr oder weniger flachen Verlauf geben, bei mehreren Komponenten von diskreten Absorptionskoeffizienten wird man dagegen mehrere Maxima oder wenigstens Buckel in der Intensitätskurve bekommen, deren Höhe natürlich von der Intensität der einzelnen Komponenten abhängt. Man kann auch von der Ionisierung in der freien Atmosphäre ganz absehen und die mit der Ionisationskammer bei konstantem Druck gemessene Intensitätskurve dadurch „deformieren", daß man jeden Intensitätswert mit der Masse der von der Strahlung durchlaufenen Schicht (wofür in der freien Atmosphäre auch der Luftdruck gesetzt werden kann) multipliziert. Die Methodik der Komponentenzerlegung besteht also in dem Aufsuchen der Maxima und Buckel in der so „deformierten" Intensitätskurve und in dem Vergleich des Verlaufs der Maxima und Buckel mit dem theoretisch für die betreffenden Absorptionskoeffizienten zu erwartenden. In der Praxis tritt eine Komplikation dadurch auf, daß man als Absorptionsfunktion keine reine $e$-Funktion zugrunde legen darf, sondern die Streustrahlung und allseitige Inzidenz der Primärstrahlung berücksichtigen muß. Wenn man eine reine $e$-Funktion und einseitige Inzidenz annimmt, dann ist die mit der variablen Luftdichte $\varrho = \varrho_0 \cdot e^{-\frac{h}{H}}$ multiplizierte Intensitätskurve

1) E. Lenz (erscheint demnächst in der Zeitschrift für Physik).

2) H. Hellmann, Ann. d. Phys. (5) **2**, 707, 1929; Dissertation Stuttgart 1929.

auch die nach der Schichtdicke differenzierte Intensitätskurve und der Massenabsorptionskoeffizient $\mu$ hängt mit der Höhenlage $h_{max}$ des Maximums einfach zusammen durch die Formel

$$\mu = \frac{e^{\frac{h_{max}}{H}}}{H \cdot \varrho_0}. \qquad (1)$$

$H$ ist dabei die Höhe der „homogenen" Atmosphäre. Bei allseitiger Inzidenz und bei Berücksichtigung der Streustrahlung werden die Verhältnisse komplizierter. Die Ionisierungskurve ist dann nicht mehr die differenzierte Intensitätskurve. Man kann aber das angegebene Verfahren auf jede der in Fig. 17 angegebenen Absorptionsfunktionen anwenden, indem man die zu jedem $\mu \cdot d$-Wert gehörenden Intensitätswerte mit der durchlaufenen Schichtdicke oder mit der durchsetzten Masse multipliziert. Nach E. Lenz ergibt sich dann der Absorptionskoeffizient bei allseitiger Inzidenz der Strahlung zu

$$\mu = \frac{e^{\frac{h_{max}}{H}}}{H \cdot \varrho_0 \cdot 1{,}64} \qquad (2)$$

und bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Streustrahlung nach Kulenkampff zu

$$\mu = \frac{e^{\frac{h_{max}}{H}}}{H \cdot \varrho_0 \cdot 0{,}67}, \qquad (3)$$

jeweils aus der Lage des Maximums der Kurve. Die drei Formeln (1), (2), (3) unterscheiden sich also nur durch einen Zahlenfaktor voneinander. Nichtberücksichtigung der Streustrahlung gibt, wie man sieht, wieder mehr als 100 Proz. kleinere Absorptionskoeffizienten. Die Streustrahlung ist dabei wieder nach den von H. Kulenkampff gegebenen Ansätzen berücksichtigt.

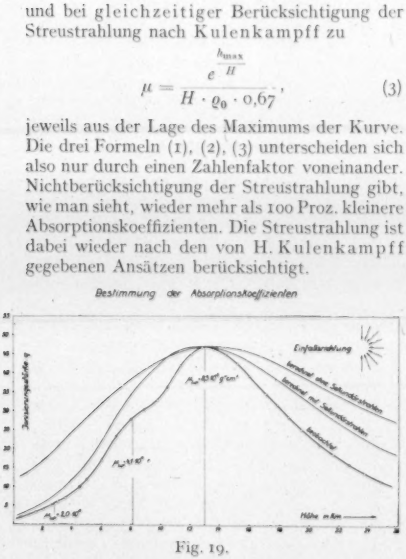



Fig. 19.

In Fig. 19 ist nun als unterste, mit Punkten versehene Kurve die durch Multiplikation mit der Luftdichte „deformierte" Beobachtungskurve (nach Fig. 16) dargestellt. Man sieht ein Hauptmaximum bei 13,1 km Höhe, zwei Buckel bei 8,1 und 2,7 km. Die beigeschriebenen Absorptionskoeffizienten sind für allseitige Inzidenz und unter Berücksichtigung der Streustrahlung berechnet. Man kann nun den Verlauf der „deformierten" Intensität für die Hauptkomponente unter Vernachlässigung der übrigen mit der Berechnung vergleichen, indem man die Sekundärstrahlen berücksichtigt oder nicht („deformierte" Kurve IV oder II nach Fig. 17). Man sieht, daß sich die mit Sekundärstrahlen berechnete Kurve der beobachteten Kurve besser anschließt als die ohne Sekundärstrahlen berechnete. Besonders in geringen Höhen versagt die Berechnung ohne Sekundärstrahlen vollkommen, während gerade dort die Übereinstimmung unter Berücksichtigung der Sekundärstrahlen relativ gut ist. Die noch vorhandene Abweichung kann darin ihre Ursachen haben, daß die Berücksichtigung der Sekundärstrahlen, wie sie Kulenkampff gegeben hat, für diese relativ weiche Strahlung noch nicht ausreichend ist. Dafür spricht der Umstand, daß das beobachtete Maximum steiler ist als das mit Sekundärstrahlen berechnete. Andererseits kann auch, wie H. Kulenkampff kürzlich ausgeführt hat[1]), das Magnetfeld der Erde die Intensitätskurve dadurch beeinflussen, daß es bei genügender Reichweite der Sekundärelektronen, d. h. in großen Höhen die Bahnen derselben krümmt, eventuell sogar zum Kreise schließt und dadurch in größeren Höhen eine stärkere, in geringeren eine zu schwache Ionisation verursacht, als sie ohne Magnetfeld zu erwarten wäre. Daß in größeren Höhen die beobachtete Kurve noch unterhalb der berechneten liegt, kann auch noch daran liegen, daß die Ultrastrahlung schon vor ihrem Eintritt in die Atmosphäre auf Materie (kosmischen Staub) getroffen ist, an der sie Sekundärstrahlen erzeugt hat. Die Umrechnung der „deformierten" Kurve aus der gemessenen wäre dann nicht korrekt, da die Luftmasse um eine additive Konstante zu vergrößern wäre. Zu um so größeren Höhen man geht, um so mehr würden die Punkte der untersten Kurve in Fig. 19 in die Höhe rücken. Nach der Berechnung von E. Lenz würde schon eine zusätzliche Masse, die etwa 7 mm $Hg$ entspricht, die beobachtete und berechnete Kurve im oberen Teile zur Deckung bringen.

Die Hauptintensität liegt, wie eine Betrachtung der Fig. 19 zeigt, bei der Komponente, deren Maximum in der deformierten Intensitätskurve bei 13 km liegt, die einem Absorptionskoeffizienten von $8{,}5 \cdot 10^{-3}$ entspricht und die wir mit $W_2$ bezeichnen. Die Komponente $W_1$ mit dem Maximum bei 8,1 km und $\mu = 4{,}1 \cdot 10^{-3}$ hat nur einen Bruchteil der Intensität von $W_2$. Wie

1) H. Kulenkampff, Naturw. **21**, 25, 1933.

sich die Intensität auf die beiden weichen Komponenten verteilt, kann zur Zeit noch nicht angegeben werden. Wir haben es hier mit an sich weichen Strahlen zu tun, die durch wiederholte Streuprozesse bald eine solche weitere Erweichung erfahren werden, daß die von H. Kulenkampff angegebene Berücksichtigung der Streustrahlung für höhere $\mu \cdot d$-Werte nicht mehr gilt. Die rechnerische Behandlung wird daher in diesem Gebiete, in dem man nicht mehr viel mit Annäherungen operieren kann, leider recht schwierig. Sicher ist, daß die Intensität der beiden Komponenten $W_1$ und $W_2$ zusammen an der Grenze der Atmosphäre mehr als 98 Proz. der Gesamtintensität ausmacht (über die Energieverhältnisse siehe unten). Bemerkenswert ist, daß der der Komponenten $W_1$ entsprechende Buckel auch in der Kurve von A. Piccard und M. Cosyns (siehe Fig. 16) an der gleichen Stelle auftritt, wenn diese Kurve durch Multiplikation mit dem Luftdruck deformiert wird. Auch die Beobachtung von Kolhörster[1]), daß seine Ballonmessungen (die ja im vorliegenden mitverwertet sind) ein Maximum des staffelweise berechneten Absorptionskoeffizienten in etwa 6 km Höhe ergeben, wird durch das Auftreten der $W_1$-Komponente verständlich. Millikan und Cameron[2]) geben 1928 für die weichste Komponente $\mu = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$, 1931[3]) dafür $\mu = 8{,}0 \cdot 10^{-3}$ an und deuten sie auch so, wie wir das unten (S. 322) tun, durch die Heliumbildung aus 4 Protonen. Sie führen ihre Berechnung des Absorptionskoeffizienten ohne Berücksichtigung der Sekundärstrahlen durch und nehmen an, daß dieselbe sich in dem unteren Teil der Absorptionskurve, den sie allein messen, schon ins Gleichgewicht mit der Primärstrahlung gesetzt hat. Es läßt sich leider auch auf Grund der von uns verwendeten Absorptionsfunktion IV (Fig. 17) noch nicht entscheiden, wieweit dies zutrifft, da bei der ganz weichen Komponente, wie eben erwähnt, der Verlauf der Intensität für hohe $\mu \cdot d$-Werte noch modifiziert werden muß.

Der kleine in Fig. 19 bei 2,7 km (Kolhörsters Messungen) auftretende Buckel entspricht einer schwachen Komponente mit dem in Luft gemessenen Massenabsorptionskoeffizienten $\mu = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$. Er entspricht gut der Komponente $M$, für die die Analyse der Alpseeund Bodenseemessungen nach W. Kramer den in Wasser gemessenen Massenabsorptionskoeffizienten $\mu = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$ ergeben hatte. Der Buckel ist in den Ballonmessungen nicht stark ausgeprägt. Vielleicht wird man ihn durch eigens zu diesem Zweck angestellte Messungen noch besser lokalisieren können.

In Fig. 20 ist der Verlauf der Intensitäten der verschiedenen (auch der harten) Komponenten in der Atmosphäre bis zu 8 km Höhe wiedergegeben. Die Komponenten $W_1$ und $W_2$ sind dabei zunächst noch als eine Komponente $W$ zusammengefaßt. Die folgende Tabelle III enthält noch eine Zusammenstellung ihrer Intensitäts-

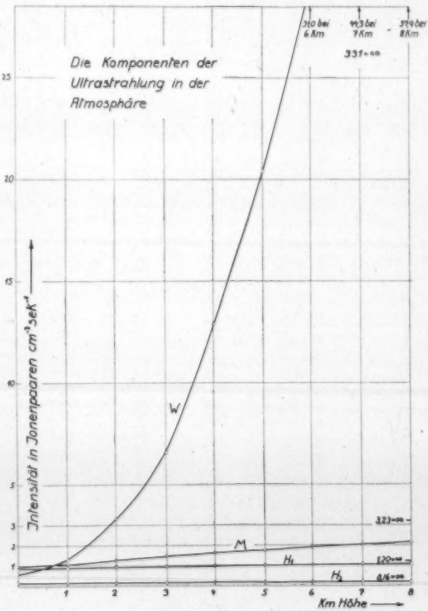



Fig. 20.

werte beim Eintritt in die Atmosphäre ($I_\infty$) und im Meeresniveau ($I_0$).

Tabelle III.

| Komponente | $\mu g^{-1} \cdot cm^2$ | $I_\infty$ | $I_0$ |
|---|---|---|---|
| $H_2$ | $0{,}205 \cdot 10^{-3}$ | 0,16 | 0,15 |
| $H_1$ | $0{,}735 \cdot 10^{-3}$ | 1,2 | 0,86 |
| $M$ | $2{,}0 \cdot 10^{-3}$ | 3,2 | 0,98 |
| $W_1$ | $4{,}1 \cdot 10^{-3}$ | 328 | 0,7 |
| $W_2$ | $8{,}5 \cdot 10^{-3}$ | | |

$I_\infty$ und $I_0$ sind Ionenpaare $cm^{-3} \cdot sec^{-1}$ in Luft bei 0° 760 mm.

Die Intensitätswerte sind nur sehr vorläufige, hauptsächlich wegen der Unsicherheit des

1) W. Kolhörster, Naturw. **19**, 574, 1931.
2) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **31**, 921, 1928.
3) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **37**, 235, 1931.

Umrechnungsfaktors, da ja die Ballonmessungen in einer dünnwandigen Messingkugel mit Luft von einigen Atmosphären die Messungen im Wasser in Kohlensäure von ~ 30 Atmosphären in einer Eisenbombe von 11 mm Wandstärke ausgeführt wurden und alle für Tabelle III auf 1 Atmosphäre Luft umgerechnet sind. Insbesondere bei den weicheren Komponenten kann bei ihrer größeren Intensität auch Mangel an Sättigung die Intensitätswerte kleiner erscheinen lassen als sie in Wirklichkeit sind. Der Wert $I_0$ für $W_1$ und $W_2$ ist auch wegen unzureichender Berücksichtigung der Streustrahlen bei den auftretenden hohen $\mu \cdot d$-Werten noch recht unsicher. Wahrscheinlich stellt 0,7 den oberen Grenzwert für $I_0$ bei $W_1 + W_2$ dar. Für eine Abschätzung der Verhältnisse dürfte aber Tabelle III und die Kurven Fig. 20 schon genügen. Vor allem ist auffällig, daß die weichen Komponenten $W_1$ und $W_2$, obgleich sie zusammen beim Eintritt in die Atmosphäre mehr als 98 Proz. der Gesamtintensität ausmachten, im Meeresniveau schon schwächer als jede der Komponenten $M$ und $H_1$ sind. Veränderungen in der Schichtdicke der Atmosphäre werden also den Anteil der weichen Komponenten stark verändern. Der Barometereffekt muß hinter Panzern wesentlich kleiner ausfallen, was durch die Erfahrung bestätigt wird. Obgleich das auch schon früher auf die Abblendung der weichen Komponenten geschoben worden ist, lassen sich doch erst jetzt die Verhältnisse zahlenmäßig übersehen. Absorptionsversuche, die z. B. im Meeresniveau mit Metallmassen ausgeführt werden, müssen ganz andere Resultate geben als in etwa 3 km Höhe, da dort die Zusammensetzung der Strahlung schon eine ganz andere ist.

Das von E. Lenz angegebene Verfahren der Auffindung der Komponenten kann auch auf die Ultrastrahlungsmessungen im Wasser übertragen werden. Man muß zu diesem Zwecke nur die gemessenen Intensitätswerte mit der von der Strahlung durchlaufenen Masse oder mit der durchsetzten Schichtdicke multiplizieren. In Fig. 21 ist das in einem solchen Maßstab dargestellt, daß die harten Komponenten $H_1$ und $H_2$ besonders zum Ausdruck kommen. Bei etwa 20 m sieht man in der Tat einen leichten, der Kompenente $H_1$ zukommenden Buckel, während die härtere Komponente $H_2$ noch an der bei etwa 60 m beginnenden Neigungsänderung der Kurve zu erkennen ist. Jedenfalls zeigt eine nähere Durchrechnung, daß der Buckel bei 20 m sich nicht durch eine Komponente darstellen läßt. Wenn man dies versucht, bleibt in größeren Tiefen erhebliche Intensität übrig. Erst wenn man die beiden Komponenten so ansetzt, wie es der oben angegebenen Zerlegung von W. Kramer entspricht, gelingt die Zusammensetzung der deformierten Beobachtungskurve aus den beiden (in der Figur durch verschiedene Schraffur hervorgehoben), den Komponenten $H_1$ und $H_2$ entsprechenden, natürlich auch durch Multiplikation mit der durchlaufenen Schichtdicke deformierten Teilkurven. Die weicheren Komponenten $M$, $W_1$ und $W_2$ sind für diesen Zweck in eine (horizontal schraffierte) Kurve $W$ zusammengefaßt. Daß die Buckel nicht stärker zum Ausdruck kommen, liegt, wie man sieht, am Intensitätsverhältnis der Komponenten zueinander. Die Brauchbarkeit der Methode der Komponentenauffindung zeigt sich an diesem Beispiel besonders gut. Auch wird die Sicherheit des Bestehens der harten Komponenten durch diesen Befund natürlich stark erhöht. Auch die 1931 von Millikan und Cameron[1]) mitgeteilte Intensitätskurve bis 72,6 m Wassertiefe, die gerade im Gebiete der $H_1$-Komponente viele Meßpunkte enthält, gibt einen Buckel sehr nahe bei der gleichen Wassertiefe, wenn sie durch Multiplikation mit dem vom Scheitel der Atmosphäre durchlaufenen Wasseräquivalent deformiert wird. Für die Auffindung der $H_2$-Komponente ist sie aber nicht geeignet, da sie nur bis 80 m Wasseräquivalent reicht.

Es darf vielleicht noch hervorgehoben werden, daß das Auftreten der fünf Buckel in der deformierten Intensitätskurve ein sicherer Beweis für das Auftreten von fünf Komponenten verschiedener Durchdringsfähigkeit in der Ultrastrahlung ist. Dieser Schluß wird immer zu ziehen sein, gleichgültig, welche Annahmen man über die Natur der Strahlen und den Absorptionsvorgang

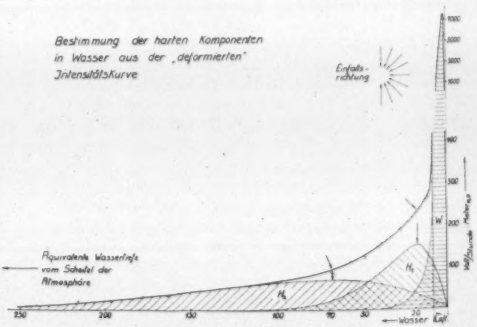



Fig. 21.

1) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **37**, 235, 1931; Phys. Rev. **31**, 921, 1928.

macht. Anders steht es mit der Sicherheit der Berechnung der den Buckeln zuzuordnenden Absorptionskoeffizienten. Diese Berechnung setzt immer Annahmen über die Natur der Strahlung usw. voraus. Wir glauben, daß der Annahme der Wellenstrahlung für die beiden harten Komponenten $H_1$ und $H_2$ wegen der guten Übereinstimmung des berechneten mit dem beobachteten Intensitätsverlauf große Wahrscheinlichkeit zukommt. Für diese harten Komponenten stellt die Berücksichtigung der Streustrahlung in der Form, wie sie H. Kulenkampff gegeben hat und wie sie hier benutzt ist, auch sicher eine sehr gute Annäherung dar. Je weiter man in das Gebiet der weichen Komponenten geht, um so mehr wird man die Berechnung der Absorptionskoeffizienten nur als eine Annäherung betrachten dürfen.

Schließlich seien noch die Energiewerte für die einzelnen Komponenten angegeben. Genau wie oben (S. 315) der Energiefluß der gesamten Ultrastrahlung durch Integration der Intensitätskurve gefunden wurde, kann dies auch für die einzelnen Komponenten geschehen. Es ergibt sich:

| Komponente | Energiewerte |
|---|---|
| $H_2$ | $4{,}7 \cdot 10^{-5}$ Erg. cm$^{-2}$ sec$^{-1}$ |
| $H_1$ | 9,9 |
| $M$ | 10,6 |
| $W_1 + W_2$ | 344 |

Die Komponenten $H_2$, $H_1$ und $M$ geben zusammen 7 Proz. der Gesamtenergie. Wegen des großen Durchdringungsvermögens treten die harten Komponenten in der Energiebilanz stärker auf als im Verhältnis der Intensitäten (S. 319 Tabelle III). Je mehr man abwärts geht, um so mehr verschiebt sich das Energieverhältnis zugunsten der harten Komponenten. Im Meeresniveau haben die beiden harten Komponenten $H_1$ und $H_2$ zusammen schon die vierfache Energie wie die Summe der übrigen Komponenten.

## VII. Die Deutung der Ultrastrahlung selbst.

Wenn im Voraufgegangenen die Berechnung der Absorptionskoeffizienten unter der Annahme einer Wellenstrahlung erfolgte, so kann die Berechtigung dieser Annahme noch darin eine Stütze finden, daß die so berechneten Absorptionskoeffizienten zu physikalisch möglichen Entstehungsprozessen der Ultrastrahlung in eine quantitative Beziehung gebracht werden können. Unter der Annahme, daß die Absorption der Ultrastrahlung allein durch Comptonstreuung erfolgt, läßt sich die Wellenlänge der Strahlung nach Klein und Nishina[1]) durch die Formel

$$\mu = \frac{2\pi N e^4}{m^2 c^4} f\left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right) \qquad (4)$$

berechnen.

1) O. Klein u. Y. Nishina, Zeitschr. f. Phys. 52, 853, 1929.

Dabei ist $N$ = Zahl der Streuelektronen im cm$^3$, $e$ = Elementarladung, $m$ ihre Masse und $\Lambda = 22{,}4$ XE. $f\left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)$ ist eine komplizierte Funktion von $\lambda$. Eine Überschlagsrechnung mit den oben berechneten Werten von $\mu$ für die harten Komponenten zeigt schon, daß man zu Wellenlängen kommt, die $h\nu$-Werte ergeben, deren äquivalente Masse $\frac{h\nu}{c^2}$ in die Größenordnung der leichten Atome kommt[1]). Dies wird von Jeans[2]) so gedeutet, daß eine „Zerstrahlung" (Annihilation) des Atoms, d. h. eine Umwandlung seiner Masse in ein Strahlungsquant stattfindet. Nun ist die Gültigkeit der Klein-Nishina-Formel nur im Gebiete der $\gamma$-Strahlen experimentell bestätigt. Bei der Wellenlänge von 4,7 XE treten aber schon bei höheren Ordnungszahlen Abweichungen auf, die als eine zusätzliche Kernstreuung gedeutet werden. Jeans macht nun die Annahme, daß für die äußerst kurzwellige Ultrastrahlung $\left(\frac{h\nu}{c^2} \approx \text{Protonenmasse}\right)$ auch die Kernelektronen als frei betrachtet werden können, während andererseits die Protonen des Kerns keinen merklichen Beitrag zur Streuung geben. Bei Wasser als Absorptionsmedium wären also außer den 10 Hüllenelektronen noch die 8 Kernelektronen für $N$ in die Klein-Nishina-Formel (4) einzusetzen. Überraschenderweise ergibt sich dann, daß innerhalb der Beobachtungsfehler die $H_2$-Komponente eine Wellenlänge hat, die der Zerstrahlung des Heliums entspricht, während die $H_1$-Komponente die Wellenlänge des Protons ergibt. Die folgende Tabelle IV zeigt die Übereinstimmung.

Tabelle IV.

| Komponente | $\mu$ | $\lambda$ beobachtet (aus $\mu$ berechnet) | $\lambda$ berechnet (Zerstrahlung) |
|---|---|---|---|
| $H_1$ | $0{,}735 \cdot 10^{-3}$ | $13{,}7 \cdot 10^{-14}$ cm | Proton $13{,}1 \cdot 10^{-14}$ |
| $H_2$ | $0{,}205 \cdot 10^{-3}$ | $3{,}28 \cdot 10^{-14}$ cm | Helium $3{,}32 \cdot 10^{-14}$ |

Wenn die Übereinstimmung nur in einem Fall auftreten würde, könnte man sie vielleicht noch für zufällig halten. Da aber in zwei Fällen die beobachteten Absorptionskoeffizienten zu elementaren Zerstrahlungsprozessen führen, wird man kaum mehr mit einer Zufälligkeit rechnen können. Daß die härteste Komponente gerade eine Zerstrahlung des Heliums ergibt, erscheint natürlich sehr merkwürdig. Doch weiß man ja aus den radioaktiven Erscheinungen sowie aus den Stoßversuchen mit $\alpha$-Teilchen, daß diese sich immer wie individuelle Teilchen benehmen,

1) E. Regener, Naturw. 17, 183, 1929.
2) J. H. Jeans, Nature, 18. April 1931.

so daß die Möglichkeit, daß irgendeine Instabilität gleich zur Zerstrahlung des ganzen Heliumkerns führen kann, nicht von der Hand zu weisen ist. Wenn man verlangt, daß bei dem Zerstrahlungsprozeß gleich viel positive und negative Ladungen verschwinden, so muß man weiterhin annehmen, daß außer den zwei Kernelektronen des Heliums noch zwei andere Elektronen durch Zerstrahlung verschwinden bzw. beim Proton noch ein Elektron. Die Schwierigkeit, daß bei der Zerstrahlung eines freien Heliumatoms oder Protons der Impulssatz verletzt würde, kann man umgehen, indem man annimmt, daß die Zerstrahlung innerhalb eines schweren Atomkerns stattfindet. Der Atomrest würde dann den Rückstoß aufnehmen. Nach den Rechnungen von H. Hönl[1]) muß sogar eine solche Zerstrahlung innerhalb eines schwereren Atoms angenommen werden, wenn bei der Zerstrahlung die Wellenlänge entstehen soll, die direkt der Masse des zerstrahlten Teilchens entspricht. Ist der Atomrest, der bei der Zerstrahlung den Impuls aufnimmt, nicht groß gegen die Masse des zerstrahlten Teilchens, so wird eine größere Wellenlänge auftreten. Das $h\nu$ der Strahlung muß zwischen den Grenzen liegen: $^1/_2\, m\, c^2 < h\nu < mc^2$. Dabei gilt die untere Grenze für den Fall, daß ein Teilchen, dessen Masse klein gegen das Proton oder Heliumatom ist (z. B. ein Elektron), den Rückstoß aufnimmt.

Der Zerstrahlungsprozeß der Materie ist ein zwar von den Astrophysikern aus Gründen der Energiebilanz des Weltalls gefordertes aber in unsere physikalische Begriffswelt noch nicht eingeordneter Vorgang. Das aus unseren Messungen folgende Resultat kann man daher vorsichtiger vielleicht so formulieren, daß die beiden Komponenten $H_1$ und $H_2$ der Ultrastrahlung nach der Klein-Nishina-Formel (Kernelektronen des Streumediums mit gerechnet) Wellenlängen bzw. Quanten ergeben, deren äquivalente Massen $\frac{h\nu}{c^2}$ gleich derjenigen des Protons bzw. des Heliums sind. Die Zerstrahlung des Protons und Heliums sind hypothetische Vorgänge, mit denen wir diese Beziehung deuten. Es kann aber natürlich noch ein anderer uns vorläufig unbekannter Prozeß dahinter stecken.

Versuchen wir jetzt die weicheren Komponenten der Ultrastrahlung zu deuten, so stoßen wir wieder auf einen merkwürdigen Zusammenhang. Wenn man nämlich die Hauptkomponente $W_2$ mit $\mu = 8{,}5 \cdot 10^{-3}$ so behandelt wie die harten Komponenten, d. h. wenn man aus $\mu$ nach der Klein-Nishina-Formel unter der Mitrechnung der Kernelektronen die zugehörige Wellenlänge ausrechnet, so läßt sich diese mit keinem plausiblen Entstehungsprozeß in Verbindung bringen. Geht man aber umgekehrt so vor, daß man, wie bei den $\gamma$-Strahlen in der Klein-Nishina-Formel nur die Hüllenelektronen des Streumediums (hier Luft) einsetzt, so kommt man zu einer Wellenlänge $\lambda = 0{,}55$ XE. Diese Wellenlänge stimmt in Anbetracht der noch unten zu diskutierenden Verhältnisse gut überein mit derjenigen für den Massendefekt des Heliums, die $\lambda = 0{,}45$ XE beträgt. Daß Millikan und Cameron die von ihnen berechnete weichste Komponente gleichfalls der Heliumbildung zuordnen, wurde bereits oben (Seite 319) erwähnt. Dem Zerstrahlungsprozeß des Heliums und des Protons, der sich in den $H_2$- und $H_1$-Komponenten der Ultrastrahlung offenbart, würde also ein Aufbauprozeß des Heliumatoms aus vier Protonen in der Komponente $W_2$ gegenüberstehen. Gemäß der sehr großen Intensität der $W_2$-Komponente müßte man annehmen, daß der Aufbauvorgang sehr viel häufiger vorkommt als der Zerstrahlungsvorgang.

Dieses Ergebnis ist so merkwürdig, daß es einer strengen Prüfung bezüglich der Voraussetzungen, auf denen es aufgebaut ist, bedarf. Befremdlich erscheint zunächst, daß bei den harten Komponenten $H_1$ und $H_2$ die Kernelektronen für den Streuprozeß voll angesetzt werden, während bei der weichen Komponente $W_2$ dieselben wieder keine Rolle spielen sollen. Dieser Umstand verliert aber seine Auffälligkeit, wenn man bedenkt, daß die Wellenlänge der Heliumzerstrahlung $3{,}3 \cdot 10^{-14}$ cm, diejenige der Heliumbildung $450 \cdot 10^{-14}$ cm, also 136mal soviel beträgt. Die Wellenlänge, bei der die Gültigkeit der Klein-Nishina-Formel für leichte Elemente (bis zum Eisen) experimentell voll bestätigt ist[1]) (nämlich 4,7 XE), ist andererseits nur 10mal größer als die Wellenlänge der Heliumbildung (0,45 XE). Danach erscheint es sehr wohl möglich, daß die Streuung der Kernelektronen bei der Wellenlänge der $W_2$-Komponente noch nicht oder nur zu einem Teile[2]) berücksichtigt werden braucht, während sie im Gebiete der $H_2$-Komponente mit 136mal kürzerer Wellenlänge voll anzusetzen ist. Eine experimentelle Entscheidung dieser Frage erscheint wohl möglich. Denn die Komponente $W_2$ wird durch etwa 1 dcm Blei auf die Hälfte geschwächt, so daß Ausblendungsversuche mit Bleischichten von 30–40 cm Blei und damit Streuversuche mit den weichen

1) H. Hönl, Zeitschr. f. Phys. **77**, 317, 1932.

1) Vgl. dazu L. Meitner und H. Hupfeld, Zeitschr. f. Phys. **75**, 705, 1932.

2) Daß das beobachtete $\mu$ etwas größer ist als das oben berechnete spricht für die Beteiligung des Kernes.

Komponenten im Bereich der Möglichkeit liegen. Sie müßten allerdings auf höheren Berggipfeln (etwa Jungfraujoch) ausgeführt werden. Dort ist das Verhältnis der $W$-Komponente zur Summe der übrigen etwa 4:1, so daß die Störung durch die harten Komponenten vielleicht schon zu eliminieren ist. Solche Versuche könnten auch Aufschluß darüber geben, ob die Voraussetzungen für die Berücksichtigung der Streustrahlung, wie sie bei der Berechnung der Absorptionskoeffizienten oben vorgenommen wurden, zutreffen bzw. wie sie zu modifizieren sind. Denn darin liegt unseres Erachtens noch die größere Unsicherheit in der Deutung der $W_2$-Komponente. Vorläufig möchten wir daher dieser Deutung nur den Rang eines Versuches zusprechen. Bei den mittleren Komponenten der Ultrastrahlung muß natürlich der Übergang zu der stärkeren Beteiligung des Kerns liegen. Wegen der daraus entspringenden Unsicherheit sehen wir daher vorläufig davon ab, die mittleren Komponenten zu deuten.

Gemäß dem Vorstehenden kann jetzt unser Gesamtbild der Ultrastrahlung etwa folgendermaßen ausfallen: Wir finden in der Ultrastrahlung etwa fünf verschieden harte Komponenten, deren diskrete Absorptionskoeffizienten im Intervall 1 bis 40 liegen. Die harten Komponenten $H_2$ und $H_1$ können wir mit ziemlicher Sicherheit als Wellenstrahlung deuten und sehen als ihren Entstehungsprozeß den hypothetischen Vorgang an, den wir vorläufig die Zerstrahlung des Heliums und des Protons nennen. Die Hauptintensität des weichen Anteils liegt in einer Komponente $W_2$, die mit Einschränkungen wellenmäßig gedeutet werden kann, und dann wahrscheinlich dem Massendefekt, d. h. der Bildung des Heliums entspricht. Für eine korpuskulare Deutung dieser oder der noch übrigen Komponenten wird aus der Zerlegung zunächst kein Anlaß gefunden, sie ist aber natürlich noch nicht ausgeschlossen. Wenn der Zerstrahlungsvorgang reell ist, dann ist es wahrscheinlich, daß dieser von korpuskularen Rückstoßstrahlen begleitet ist. Wenn die Ultrastrahlung aus großen Weiten des Weltenraums zu uns kommt (dafür sprechen das Fehlen von Richtungseffekten und die Kleinheit der sternzeitlichen Periode), dann wird die Ultrastrahlung schon beim Eintritt in die Erdatmosphäre korpuskulare Sekundärstrahlung mit sich führen, die sie bei der Begegnung mit kosmischem Staub ausgelöst hat.

Die zuerst von J. Clay[1]) gefundene Abhängigkeit der Ultrastrahlung von der geographischen bzw. magnetischen Breite[1]) können wir nicht als einen Beweis für die korpuskulare Natur der Ultrastrahlung und als einen Gegenbeweis gegen die von uns wellenmäßig gedeuteten Komponenten ansehen. Dabei kann auf folgendes hingewiesen werden: 1. Der Breiteneffekt beträgt im Maximum etwa 12 Proz., wobei der Unterschied zwischen den verschiedenen Beobachtern wohl auf verschieden starke Abschirmung der weichen, stärker beeinflußbaren Komponenten zu schieben ist. Daraus zu schließen, daß die ganze Ultrastrahlung primär eine Korpuskularstrahlung ist, ist wohl nicht zulässig. Höchstens kann man daraus folgern, daß ein Teil der Ultrastrahlung eine Korpuskularstrahlung ist. 2. Dieser ablenkbare Teil kann Sekundärstrahlung sein, die die wellenmäßige Ultrastrahlung bei ihrem Durchgang durch kosmischen Staub aufgenommen hat. 3. Kann auch wirklich ein Teil der Ultrastrahlung primär aus Korpuskularstrahlung bestehen. Insbesondere bei den weichen Komponenten, bei denen unsere Zerlegung nicht von gleicher Sicherheit ist wie bei den harten, ist noch Platz für die Überlagerung eines korpuskularen Anteils. Bei dem Zerstrahlungsprozeß wäre sogar, wie oben erwähnt, eine Korpuskularstrahlung als Begleiterscheinung wahrscheinlich.

Schließlich sei noch erwähnt, daß eine schnelle Elektronenstrahlung in der Atmosphäre eine Röntgenbremsstrahlung hervorrufen muß, die durchdringender ist, als die erzeugende Korpuskularstrahlung[2]). Bei unserer Zerlegung ist dieser Effekt nicht berücksichtigt worden. Daß die harten Komponenten darin ihre Ursache haben, erscheint unwahrscheinlich, da die Röntgenbremsstrahlung nur ein Intensitätsband mit kurzwelliger Grenze, aber keine diskreten Wellenlängen ergeben könnte.

Für die Gewährung von Mitteln habe ich der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und den Freunden der Technischen Hochschule Stuttgart sehr zu danken. Meinen Mitarbeitern W. Kramer, E. Lenz und H. Hoerlin sowie allen meinen Helfern aus dem Institut und seiner Werkstatt danke ich für ihre ausdauernde Hilfe, dem Bootsführer A. Ainser für seine umsichtige Arbeit auf dem Bodensee.

1) J. Clay, Proc. Roy. Acad. Amsterdam **30**, 1115, 1927; **31**, 1091 1928; **33**, 711, 1930; **35**, 1282, 1932. Neuerdings auch bestätigt von A. H. Compton, Phys. Rev. **41**, 681, 1932.

1) Zusatz bei der Korrektur: Auch unser Mitarbeiter H. Hoerlin, der im Sommer 1932 die Ultrastrahlung in Peru bis 6100 m Höhe registriert hat, erhielt auf der Rückreise durch die Magellanesstraße die Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlung mit einem Minimum von etwa 12 Proz. in den äquatorialen Gegenden. Er registrierte auf der Dampferfahrt mit 3 Apparaten.

2) Hierauf hat R. Swinne, Naturw. **7**, 529, 1919, zuerst hingewiesen.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 20. Februar 1933.

(Eingegangen 25. Februar 1933.)

## Über die Wechselstromcharakteristik von Metallichtbogen I.

Von J. J. Sommer,

unter Mitarbeit von J. Bott.

I. Einleitung. Während über die Eigenschaften der Gleichstromcharakteristik von Metallichtbogen durch zahlreiche Untersuchungen[1]) ein reichhaltiges Material vorliegt, ist die Wechselstromcharakteristik von Metallichtbogen noch nicht einer so eingehenden Beobachtung unterzogen worden. Nur über die Wechselstromcharakteristik des Kohlelichtbogens gibt es ausführlichere Untersuchungen[2]). Erst in neuerer Zeit hat sich das Interesse auch auf die Charakteristik von Metallichtbogen erstreckt, seitdem gerade bei diesen Eigenschaften bekannt sind, die Bedenken gegen die allgemeine Gültigkeit der thermischen Lichtbogentheorie[3]) aufkommen lassen. Hierzu gehört die Beobachtung, daß es bei gewissen Metallen, wie *Cu*, *Hg*, *Fe* usw. selbst bei einer Frequenz von 500/sec erst mit Bogenspannungen von einigen hundert Volt gelingt, einen Wechselstrombogen zum Brennen zu bringen, während man bei einem Kohle- bzw. W-Bogen mit derselben Frequenz nur etwa 70 Volt nötig hat. Bei den Wechselstromcharakteristiken drückt sich diese Tatsache so aus, daß man bei den Aufnahmen von Lichtbogen mit *Cu*-, *Hg*-, *Fe*-usw.-Elektroden sehr große Zündspannungsspitzen beobachtet im Gegensatz zu den Aufnahmen mit *C*- oder *W*-Elektroden. Diese Tatsache macht der thermischen Bogentheorie deshalb Schwierigkeiten, weil sie sich nicht durch die Temperaturableitung allein erklären läßt. F. C. Todd und T. E. Browne[4]) haben sich mit dieser Frage beschäftigt und versuchten aus ihren Charakteristikaufnahmen Schlüsse zu ziehen für die von I. Langmuir bzw. J. Slepian gegebenen Erklärungen[1]). W. Ramberg kommt in seiner Arbeit: Über den Mechanismus des elektrischen Lichtbogens[2]) nach eingehender Diskussion aller für die Bogenentladung in Frage kommenden Eigenschaften zu dem Resultat, daß man die Metalle in drei Gruppen einteilen kann: 1. die Kohlegruppe (*C*, *Ca*, *Mg*, *W*), deren Verhalten bei der Bogenentladung sich im wesentlichen mit der thermischen Lichtbogentheorie verstehen läßt; 2. die Kupfergruppe (*Cu*, *Hg*, *Ag*, *Au*), deren Verhalten bei der Bogenentladung nicht durch die thermische Theorie erklärt wird und zu deren Verständnis man Erklärungen benötigt, wie sie von Langmuir und Slepian versucht sind; 3. die Eisengruppe (*Pt*, *Sn*, *Pb*, *Ni*, *Zn*, *Al*, *Fe*, *Cd*), die sich ihrem Verhalten bei Bogenentladungen nach zwischen die 1. und 2. Gruppe einordnet. Im folgenden soll nun über gewisse Besonderheiten der Wechselstromcharakteristik von Metallichtbögen berichtet werden, die in dieser Form in der Literatur (soweit sie uns zugänglich war) noch nicht erwähnt zu sein scheinen und die mit der Theorie der Bogenentladung und der von Ramberg gegebenen Eingruppierung in Verbindung zu stehen scheinen.

II. Versuchsanordnung. Fig. 1 zeigt die benutzte Versuchsanordnung. Als Spannungsquelle wurde bei der Mehrzahl der Aufnahmen

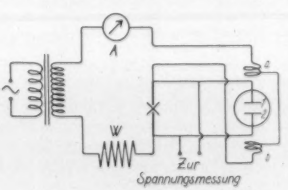



Fig. 1. Versuchsanordnung.

ein 500-Perioden-Aggregat benutzt, das eine Spannung von 320 Volt lieferte, die vermittels eines Transformators bis auf etwa 1200 Volt umgeformt wurde. Für niedere Frequenzen stand ein 50-Perioden- und für höhere ein 1000- und ein 8000-Perioden-Aggregat zur Verfügung. Die

1) Vgl. A. Hagenbach, Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel) XIV, 324f, 1927; A. Hagenbach, Handb. d. Radiologie IV, Abs. 59, 2. Aufl. 1924, und R. Seeliger, Handb. d. Exp.-Phys. (Wien-Harms) XIII, 3, 585f., 1929.

2) Vgl. Anm. 1; insbesondere auch G. Lange, Ann. d. Phys. **32**, 589—647, 1910.

3) Diese von J. Stark (Ann. d. Phys. **12**, 637 bis 713, 1903) aufgestellte Theorie geht davon aus, daß bei der Bogenentladung die Kathode im Gegensatz zur Glimmentladung glühend ist und infolge ihrer hohen Temperatur, die durch den Stoß positiver Ionen unterhalten wird, Elektronen aussendet. Zur Bildung der positiven Ionen braucht der Spannungsabfall an der Kathode nur von der Größe der Ionisierungsspannung (etwa 10 Volt) zu sein.

4) Phys. Rev. 2, **36**, 732—737, 1930.

1) Phys. Rev. **2**, 450, 1913, und Journ. of the A. J. E. E., Oktober 1928. Es wird dabei die Annahme gemacht, daß der Kathodenfall auf einen Abstand von der Kathode, der kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektrodendampfatome ist, konzentriert ist. Infolge der verschiedenen Beweglichkeiten von Atomen und Elektronen bildet sich eine starke Raumladung aus, die im Zusammenhange mit dem geringen Abstande ein starkes Feld liefert, so daß eine autelektronische Entladung möglich ist.

2) Ann. d. Phys. **12**, 319—352, 1932.

100er Perioden- und die 50-Perioden-Wechselspannung wurden gleichfalls mittels Transformatoren jeweils umgeformt.

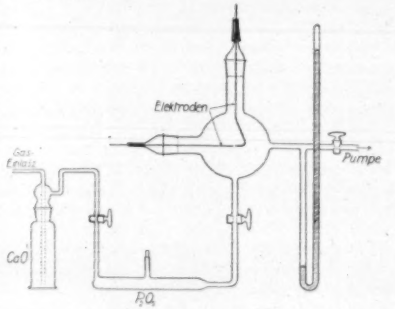



Fig. 2. Lichtbogenkammer.

Zur Stabilisierung des Lichtbogens wurden bei allen Aufnahmen, bei denen nichts weiter angegeben ist, eisenfreie Drosseln verwandt. In den Fällen, wo die Stabilisierung durch einen reinen Ohmschen Widerstand erfolgte, wurde ein Flüssigkeitswiderstand benutzt.

Als Lichtbogenkammer wurden zwei Typen gebraucht. Die eine Lichtbogenkammer, ein zylindrisches Messinggehäuse mit Glasfenstern wurde vor allem bei den Vorversuchen benutzt. Die Elektroden waren grob und fein verstellbar. Boden, Decke und Zylindermantel des Gefäßes waren mit einer Wasserkühlung versehen. Da die Kammer nicht absolut dicht abzuschließen war, so konnte außer in Luft nur im durchströmenden Gas (Stickstoff oder Leuchtgas) gearbeitet werden. Die andere Lichtbogenkammer, ein Glasgefäß mit Schliffansätzen für die Elektroden, ist ähnlich derjenigen, die Wehrli[1]) beschrieben hat (Fig. 2). (Dabei kann der Elektrodenabstand durch Drehen der Schliffe geändert werden.) Sie erlaubte im ruhenden Gas zu arbeiten, da das Gefäß vakuumdicht war. Ferner konnte auch das Verhalten des Lichtbogens bei vermindertem Druck untersucht werden. Als Füllgas wurde außer Luft noch Stickstoff verwandt. Der in Bomben bezogene Stickstoff wurde, um eine genügende Trockenheit und Freiheit von Sauerstoff zu erreichen, vor der Füllung langsam durch Trockenflaschen und über glühendes Kupfer geleitet. Eine genügend reine Stickstoffüllung wurde durch mehrmaliges Auspumpen und Füllen der Lichtbogenkammer gewährleistet.

1) Helv. Phys. Acta **1**, 323–354, 1928.

Die Bogenlänge wurde bei allen Versuchen möglichst konstant (2–3 mm) gehalten. Das geschah dadurch, daß der Lichtbogen durch eine Linse vergrößert auf eine Skala abgebildet wurde. Die Regulierung des Abstandes geschah mit der Hand.

Als Elektrodenmaterial wurde Elektrolyteisen (4 mm ⌀) und Elektrolytkupfer (4 mm und 8 mm ⌀) verwandt, das in der Vakuumschmelze Heraeus in Hanau hergestellt worden war. Ferner wurden noch Homogenkohlen (9 mm ⌀), sowie chemisch reine Zink- und Magnesiumstäbe (je 8 mm ⌀) benutzt.

Zur Registrierung wurde eine Braunsche Röhre verwandt mit ein Paar Ablenkungsplatten für die elektrische Ablenkung. Der Lichtbogenstrom wurde durch ein Paar Ablenkungsspulen geschickt, die eine magnetische Ablenkung bewirkten (Fig. 1). Die stehenden Bilder der Lichtbogencharakteristik wurden gewonnen durch gleichzeitige elektrische (Spannungs-) und dazu senkrechte magnetische (Strom-) Ablenkung. Dagegen sind die Bilder, die die zeitliche Abhängigkeit des Strom- bzw. Spannungsverlaufs zeigen, in der Weise gemacht worden, daß nur eine Ablenkung (Spannungs- oder Strom-) an der Röhre lag und senkrecht zu ihr die photographische Platte bewegt wurde[1]).

Schließlich wurden noch der Lichtbogenstrom mittels eines Hitzdrahtamperemeters und die Spitzenspannung am Lichtbogen mittels einer Ventilschaltung gemessen. Im zweiten Teil der Arbeit, wo genauere Angaben über die Zündspannung usw. gemacht werden, wird hierauf näher eingegangen.

III. Versuchsergebnisse. Die weiter unten wiedergegebene Fig. 9 zeigt nun eine Aufnahme einer Wechselstromcharakteristik von einem Eisenlichtbogen mit 500-Perioden-Wechselstrom bei einer Stickstoffüllung von 558 mm Druck. Bemerkenswert an dieser Aufnahme, die auf Grund der Schaltung (Fig. 1) gewonnen wurde, ist das Auftreten eines zweiten Charakteristikastes bei höheren Spannungen. Auf Grund der bei derselben Schaltung gewonnenen Aufnahmen

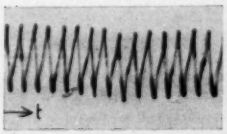



Fig. 3. Zeitlicher Spannungsverlauf von Fig. 9.

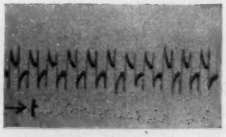



Fig. 4. Zeitlicher Stromverlauf von Fig. 9.

(Fig. 3 und 4) über den zeitlichen Strom- und Spannungsverlauf läßt sich angeben, wie die

1) J. Zenneck, Physik. Zeitschr. **14**, 226, 1913.

Charakteristik durchlaufen wird (Fig. 6a). Fig. 5 zeigt dieselbe Aufnahme wie Fig. 9 bei Luftfüllung von Atmosphärendruck. Dieselbe Aufnahme (Fig. 5) ergab sich auch bei Stickstoffüllung,

Fig. 5. Wechselstromcharakteristik eines *Fe*-Lichtbogens in $O_2$.

wenn mit oxydierten Elektroden gearbeitet wurde. Es zeigt sich also, daß bei dem Lichtbogen darauf zu achten war, daß die Elektroden

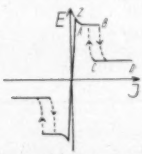



Fig. 6a. Schematische Charakteristik mit Durchlaufsinn für reine Elektroden.

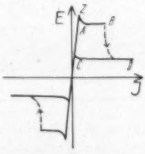



Fig. 6b. Schematische Charakteristik mit Durchlaufsinn für oxydierte Elektroden.

nicht oxydiert waren. In letzterem Falle ergab sich ein zeitlicher Spannungsverlauf, wie ihn Fig. 7 zeigt, der der Charakteristikaufnahme

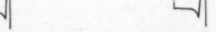



Fig. 7. Zeitlicher Spannungsverlauf von Fig. 5.

Fig. 5 entspricht und woraus sich der in Fig. 6b gezeichnete Durchlaufsinn der Charakteristik ergibt. Um von diesem Oxydationseffekt frei zu sein, sind die folgenden Aufnahmen, soweit nichts angegeben ist, alle bei Stickstoffüllung gemacht worden. – Eine Spannungsmessung ergab, daß der eine Charakteristikast bei etwa 400 Volt und der andere bei etwa 60 Volt liegt.

Das Ergebnis dieser Aufnahmen ist also, daß man bei dem Eisenbogen mit 500 Perioden eine Doppelcharakteristik beobachtet. Nach dem Zünden des Bogens ($Z$) brennt derselbe bei kleiner Stromstärke und großer Bogenspannung gemäß dem Charakteristikaste $AB$ (Fig. 6a, b) und geht dann bei größerer Stromstärke in ein anderes Brennstadium über mit viel geringerer Bogenspannung gemäß dem Teil der Charakteristik $CD$. Bei abnehmender Stromstärke vollzieht sich der Vorgang in umgekehrter Richtung, wenn die Elektroden nicht oxydiert sind, wobei eine gewisse Hysterese in bezug auf den Spannungssprung auftritt. Bei oxydierten Elektroden tritt bei abnehmender Stromstärke der Spannungssprung nicht auf. Besonders bemerkenswert scheint bei dieser Erscheinung die Regelmäßigkeit zu sein, mit der sie sich in jeder Halbperiode wiederholt, trotz der relativ hohen Wechselzahl. – Es fragt sich nun, woher dieser Spannungssprung kommt.

Um das Ergebnis der Versuche gleich vorwegzunehmen, der Spannungssprung rührt von zwei Brennstadien her, von denen das eine ins Gebiet der Glimmentladung fällt, während das andere eine reine Bogenentladung darstellt. Für diese Erklärung lassen sich eine Reihe von Gründen und Beobachtungen anführen.

1. In den Fig. 8–11 sind Charakteristikenaufnahmen wiedergegeben, die bei variierter

Fig. 8.

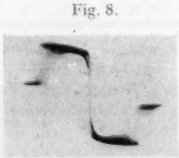


Fig. 9.

Fig. 10.

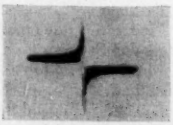


Fig. 11.

Fig. 8–11. 0,27 Amp. Wechselstromcharakteristik vom *Fe*-Bogen bei verschiedenen Stromstärken, 500 Perioden, 558 mm $N_2$.

Maschinen- bzw. Transformatorspannung und damit bei variierter Bogenspannung und bei veränderlicher Stromstärke aufgenommen wurden. Fig. 8 zeigt, daß bei größerer Bogenspannung und kleiner Stromstärke der Charakteristikast mit der kleineren Spannung verschwindet, Fig. 11 gibt dagegen den Fall wieder, wo bei kleinerer Bogenspannung und großer Stromstärke der Charakteristikast mit der größeren Spannung verschwindet. Schließlich stellen Fig. 9 und 10 Aufnahmen des Zwischenstadiums dar, wo beide Entladungsformen nebeneinander bestehen. Dabei lag die Grenze der in Fig. 8 wiedergegebenen Charakteristikform bei einer Bogenspannung von 400 Volt bzw. einer Stromstärke von 0,4 Amp. Die andere Grenze der in Fig. 11 dargestellten Form lag bei einer Bogenspitzenspannung (hier gleich der Spannung der Zündspitze) von 380 Volt bzw. einer Stromstärke von 5 Amp. Man sieht also, daß die verschiedenen Charakteristikformen im wesentlichen nur von der effektiven Stromstärke abhängen, da die Bogenspitzenspannung sich ja nur ganz wenig ändert. Abhängigkeit von der effektiven Stromstärke heißt aber nichts anderes, als daß die Temperatur der Elektroden hier eine maßgebliche Rolle spielt. Gerade in dieser Tatsache, daß die eine Entladungsform bei kleiner Stromstärke (d. h. niedriger Temperatur) verschwindet, während die andere wiederum bei großer Stromstärke (d. h. hoher Temperatur) nicht aufrecht gehalten werden kann, scheint uns den Beweis zu erbringen, daß das eine Entladungsstadium ins Gebiet der Glimmentladung gehört, während das andere eine normale Bogenentladung darstelit. Der oben besprochene Fall, wo beide Entladungsformen auftreten, stellt von diesem Gesichtspunkt aus nichts Ungewöhnliches dar, da schon aus Beobachtungen am Gleichstromlichtbogen bekannt ist, daß die Gebiete der Glimm- bzw. Bogenentladung sich an ihren Grenzen überdecken können[1]).

2. Als weitere Begründung können auch die Beobachtungen der Leuchterscheinungen an den Elektroden während des Brennens dienen. Es zeigte sich nämlich, daß im Falle der Glimmentladung (d. h. im Falle, daß nur der Charakteristikast bei höheren Spannungen existiert) die Elektroden nur mit einem bläulichen Glimmsaum umgeben waren (die Elektrodentemperatur war augenscheinlich niedrig). Sobald man aber mit steigender Stromstärke in das Gebiet der beiden Charakteristikäste kommt, bilden sich auf den Elektrodenoberflächen Brennflecke aus, die bei weiterer Steigerung der Stromstärke wachsen, während der Glimmsaum schwächer wird. Schließlich ist die ganze Elektrodenoberfläche vom Brennfleck eingenommen, der Glimmsaum verschwunden und gleichzeitig tritt eine starke Erwärmung der Elektroden ein, sie kommen zum Glühen (hohe Elektrodentemperatur). Das ist dann das Stadium, wo nur noch der Charakteristikast bei niederer Spannung existiert, den wir der Bogenentladung zugeordnet haben. Infolge der durch die Wechselspannung verursachten dauernden Umpolung ist eine Entscheidung, ob die Veränderungen an den Elektroden, der Kathode oder der Anode zuzuordnen sind, nicht möglich.

3. Zur weiteren Begründung der obigen Erklärung können auch noch Versuche von Todd und Browne[1]) herangezogen werden, wobei es sich in ganz ähnlicher Weise um Charakteristikaufnahmen von Wechselstrommetallichtbogen handelt. Die Versuche wurden bei großen Stromstärken gemacht (30–90 Amp.), so daß, wie zu erwarten, die Aufnahmen nur das Stadium der reinen Bogenentladung zeigen. Todd und Browne haben aber nun auch Charakteristikaufnahmen gemacht von einem Wechselstromlichtbogen, der mit Hilfe eines Magnetfeldes so schnell bewegt wurde, daß die Elektrodenoberflächen nicht mehr bis zum Schmelzpunkt erhitzt wurden. Und in diesem Falle beobachten sie, trotz der großen Stromstärken, genau solche zwei Charakteristikäste, wie wir in dem Falle, wo Glimm- und Bogenentladung nebeneinander bestehen. Auch Todd und Browne ordnen diese beiden Charakteristikäste der Glimm- bzw. Bogenentladung zu.

4. Schließlich kann man auch die Versuche bei vermindertem Druck als Beweismittel heranziehen. Sie wurden bei Stickstoffüllung von 374 mm Druck gemacht und ergaben eine Betonung der Glimmentladung. Der hierzu gehörige Charakteristikast trat einmal stärker auf und blieb fernerhin auch bei größeren Stromstärken erhalten. Die oben angegebenen Grenzen für die Übergänge: Glimm- – Glimm- + Bogen- – Bogen-Entladung verschieben sich also bei vermindertem Druck in Richtung nach größeren Stromstärken, wie das auch die graphischen Darstellungen in Fig. 21 zeigen, wo die Übergangsstromstärke in Abhängigkeit vom Druck für verschiedene Metalle aufgetragen ist.

Im übrigen konnte weder aus den Aufnahmen bei vermindertem Druck, noch aus Versuchen in Leuchtgas ein bemerkenswerter Einfluß auf die Doppelcharakteristik festgestellt werden. Es wurde ferner dann die Wechselstromcharakteristik bei reinem Ohmschen Widerstand im Kreise statt der Drosseln untersucht, um den

1) Vgl. hierzu Handb. d. Exp.-Phys. **13**, 3, 606 ff., 1929.

1) l. c.

Einfluß der Widerstandsart auf die Charakteristik festzustellen. Bis auf die hohen Zündspannungsspitzen bleibt die Form ungeändert. Im übrigen sind die Entladungsverhältnisse nicht mehr so stabil wie im Falle der Drosseln, wie zu erwarten war. Der Eisenbogen war deshalb bei den erzeugten Spannungen nur bei sehr kleinen Elektrodenabständen (etwa 1,5 mm) zum ruhigen Brennen zu bringen. Die nur unter diesen Bedingungen möglichen Charakteristikaufnahmen zeigen aber bereits die Eigenschaften von Lichtbögen sehr kurzer Bogenlänge (Fehlen der Zündspannungsspitzen), so daß sie nicht ohne weiteres mit den Aufnahmen bei induktivem Widerstand verglichen werden können.

Den Einfluß der Bogenlänge auf die Charakteristik soll die Aufnahme Fig. 12 weiter klären. Sie zeigt die Doppelcharakteristik bei 360 Perioden Wechselspannung, reinem induktiven Widerstand und bei variierter Bogenlänge (hier 6 mm statt sonst 2 mm). Da die Charakteristik bei Stickstoffüllung von 558 mm Druck und bei 1 Amp. aufgenommen wurde, so entspricht Fig. 12 einer Charakteristikform im ganzen, die zwischen den wiedergegebenen (Fig. 9 und 10) liegt. Im Gegensatz zu den letzteren zeigt aber Fig. 12, daß bei größeren Bogenlängen der Spannungssprung bei abnehmender Stromstärke nicht mehr ganz rückgängig gemacht wird. Aus diesem Grunde zeigt sich eine Aufspaltung der Glimmentladungscharakteristik in zwei Äste, wobei der Abstand dieser beiden Äste mit steigender Bogenlänge wächst. Der zu Fig. 12 gehörige zeitliche Spannungsverlauf Fig. 13 bestätigt diese Erklärung. Man erkennt leicht aus Fig. 13, daß die Spannungsspitze beim Löschen des Bogens jeweils merklich kleiner ist als die Zündspannungsspitze.

Fig. 12. Charakteristik eines *Fe*-Bogens bei größerer Bogenlänge.

Fig. 13. Zeitlicher Spannungsverlauf von Fig. 12.

Um noch weiteren Aufschluß über das Verhalten des Lichtbogens bei höheren und niederen Frequenzen zu bekommen, wurden noch Aufnahmen mit den Frequenzen 50, 1000 und 8000 Perioden gemacht. Sie zeigten, daß die drei Entladungsformen bei allen drei Frequenzen erhalten blieben. Es verschoben sich nur die Grenzen, bei denen die Entladungsformen ineinander übergehen, und zwar so, daß mit steigender Frequenz die Grenzen immer mehr zu kleineren Stromstärken rückten, wie das in Fig. 14 für die beiden Grenzstromstärken dargestellt ist. Was die Bogenspannungen anbetrifft, so war es bei 8000 Perioden möglich, mit einer Maschinenspannung von 400 Volt ohne Transformator alle Entladungsformen zu erhalten. Es sollen hier nur die Aufnahmen bei 8000 Perioden wiedergegeben werden (Fig. 15–17). Man erkennt aus denselben, daß der Übergang zwischen Glimm- und Bogenentladung ganz willkürlich erfolgt und nicht mehr bei einer definierten Stromstärke wie bei niederen Frequenzen (vgl. z. B. Fig. 9), so daß die Aufnahmen ziemliche Verwaschungen an der Sprungstelle zeigen. Mit abnehmender Frequenz werden dagegen die Sprungstellen immer eindeutiger. Außerdem sieht man, daß die Spannungssprünge bei abnehmender Stromstärke nicht mehr rückwärts erfolgen, wie in dem oben beschriebenen Falle der oxydierten Elektroden, d. h. die Temperatur

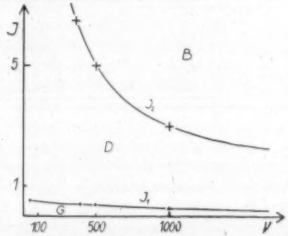



Fig. 14. Abhängigkeit der Übergangsstromwerte von der Frequenz.

Fig. 15. 0,22 Amp. Charakteristik des *Fe*-Bogens bei 8000 Perioden, 558 mm $N_2$.

Fig. 16. 0,8 Amp. Charakteristik des *Fe*-Bogens bei 8000 Perioden, 558 mm $N_2$.

Fig. 17. 1,5 Amp. Charakteristik des *Fe*-Bogens bei 8000 Perioden, 558 mm $N_2$.

der Elektroden bleibt wegen der hohen Wechselzahl noch groß genug, um die Bogenentladung bis zum Löschen zu ermöglichen. Schließlich kann noch als bekannt erwähnt werden[1]), daß mit abnehmender Frequenz sich eine immer stärkere Zündspannungsspitze ausbildet bei den Charakteristikaufnahmen. Ebenso ist die Hysterese in der Glimmentladungscharakteristik (Fig. 15 und 16) erklärlich und bekannt[1]).

Endlich zeigen die Charakteristikaufnahmen (Fig. 18–20) die Verhältnisse bei einem Lichtbogen, dessen eine Elektrode Elektrolyteisen und dessen andere eine Homogenkohle war. Sie lassen deutlich erkennen, daß sich in der einen Halbperiode die gewöhnliche Wechselstromcharakteristik eines Kohlebogens ausbildet (die Charakteristik fällt nur wegen der kleinen Elektrodenabstände etwas flach aus), während in der anderen Halbperiode die Eisenbogencharakteristik auftritt. (Da die Aufnahmen bei Luftfüllung von Atmosphärendruck gemacht sind, so ist zum Vergleich Fig. 5 heranzuziehen.) Man sieht, daß man auch hier alle drei Entladungsstadien

Fig. 18. 1,25 Amp.

Fig. 19. 2,0 Amp.

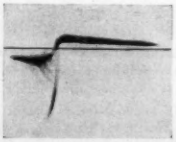


Fig. 20. 6,65 Amp.

Fig. 18–20. Charakteristik des *Fe-C*-Bogens in Luft bei 500 Perioden (die durchgezogene Linie ist die Stromachse für die Spannung 0).

realisieren kann. Dabei ergaben die Versuche, daß die Eisenbogencharakteristik immer dann auftritt, wenn die Polung des Stromkreises so war, daß das Elektrolyteisen die Kathode bildet. Hierdurch wird auch für die anderen Aufnahmen wahrscheinlich gemacht, daß die beiden Entladungsstadien wesentlich durch den Zustand der Kathode bedingt sind. Aus diesem Grunde ist es vermieden worden, die Glimmentladungscharakteristik dem Glimmbogen oder einer der Hagenbachschen Zischformen zuzuordnen, da diese Entladungsformen wesentlich durch den Zustand der Anode bedingt sind[2]).

1) Vgl. Anm. 1, S. 324.

2) Vgl. hierzu z. B. R. Seeliger, Die Bogenentladung, Handb. d. Exp.-Phys. (Wien-Harms) 13, 3, 589, 1929.

Dieselben oben beschriebenen mit Fe-Elektroden gemachten Versuche sind nun auch mit anderen Metallen wiederholt worden. Es wurden *Cu*-, Messing-, *Zn*-, *Mg*- und *C*-Lichtbögen untersucht. Bei sämtlichen Metallen konnten alle drei Charakteristikformen erzeugt werden, es änderten sich nur die Grenzen, wo die Entladungsformen ineinander übergehen. Die Versuche über die Herstellung der Entladungsstadien bei einem Lichtbogen mit *Cu*-Elektroden in Stickstoffatmosphäre und 500-Perioden-Wechselstrom zeigten, daß der Fall der reinen Lichtbogencharakteristik unter den gegebenen Versuchsbedingungen nicht realisiert werden konnte. Man erkennt nur aus den Aufnahmen, daß mit zunehmender Stromstärke die Lichtbogencharakteristik überwiegt. Daß die reine Lichtbogencharakteristik beim *Cu*-Bogen erzeugt werden kann, geht aus den Versuchen von Todd und Browne[1]) hervor, die mit wesentlich dickeren

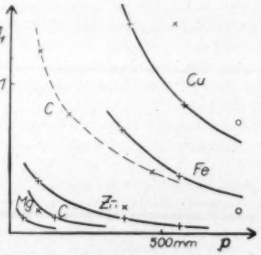



Fig. 21. Abhängigkeit der Grenzstromstärke $i_1$ vom Druck.

Elektroden (etwa 5 cm²) und Stromstärken von etwa 40 Amp. eine Aufnahme von einer reinen Lichtbogencharakteristik gemacht haben. Schließlich ergaben die Versuche mit *C*-Elektroden, daß man sogar auch am Kohlelichtbogen die drei Entladungsstadien realisieren kann, wenn man mit genügend kleinen Drucken arbeitet (hier 150 mm $N_2$-Atmosphäre). Da ja bekanntlich eine reine Wasserstoffatmosphäre einen merklichen Einfluß auf die Bogenentladungen ausübt, so sind bei *Cu*, *Zn*, *C* auch Aufnahmen in $H_2$-Atmosphäre gemacht worden, wobei sich zeigte, daß die Grenzstromstärken für die Übergänge der Entladungsformen sich durchweg nach größeren Werten hin verschoben. Bemerkenswert ist vielleicht noch, daß beim Kohlebogen in Wasserstoff das Stadium mit den beiden Charakteristiken ganz fortfiel und die Glimmentladung bei einer bestimmten Stromstärke sprungartig in die reine Bogenentladung überging. In Fig. 21 sind die Ergebnisse aus

1) l. c.

sämtlichen Aufnahmen graphisch aufgetragen, und zwar so, daß der Druck (mm $Hg$ von $N_2, O_2, H_2$) die Abszisse und die Grenzstromstärke $i_1$ beim Übergang von der Glimmentladung zur Glimm- + Bogenentladung die Ordinate bildet. Man sieht, daß diese Grenzstromstärke für die verschiedenen Metalle in der Reihe *Mg, C, Zn, Fe, Cu* zunimmt[1]). Außerdem sind in der Fig. 21 die Grenzstromstärken eingetragen, die man beim Arbeiten in Wasserstoff oder in Sauerstoff erhält. Man sieht, daß sie sich im Vergleich mit Stickstoff teils nach größeren, teils nach kleineren Stromwerten verschieben, ohne daß eine Gesetzmäßigkeit zu erkennen ist. Die oben angegebene Metallreihe stimmt aber nun auffallend mit derjenigen überein, die W. Ramberg[2]) aufgestellt hat und die in der Richtung von *C* zu *Cu* steigend abweichendes Verhalten gemäß der thermischen Lichtbogentheorie wiedergibt. Die einzige Unstimmigkeit bildet *Mg*, das nach Ramberg nicht vor, sondern hinter *C* zu stehen kommen sollte. Diese Abweichung erklärt sich aber wahrscheinlich dadurch, daß bei *Mg*-Elektroden in Stickstoff die Elektroden sich mit $Mg_3N_2$ beschlagen und man damit statt eines *Mg*-Bogens einen $Mg_3N_2$-Bogen erhält.

W. Ramberg hat die oben erwähnte Metallreihe nach den Gesichtspunkten aufgestellt, wie sich die Metalle bei der Herstellung eines wandernden Lichtbogens verhalten (Stoltbogen), dann nach der Möglichkeit, einen Wechselstrombogen herzustellen und ferner nach ihrer Eignung als Löschfunkenstrecke. Durch die obige Übereinstimmung erscheint es möglich, durch solche Messungen ein quantitatives Mittel an die Hand zu bekommen, um die verschiedenen Metalle nach ihren Eigenschaften zu ordnen und zu trennen. Weitere und eingehendere Messungen müssen aber die Richtigkeit dieser Möglichkeit noch erweisen.

Schließlich kann man aus den obigen graphischen Darstellungen (Fig. 21) noch eine weitere Möglichkeit ablesen. W. Ramberg sagt in seiner Arbeit, daß man es beim Metallichtbogen je nach dem Material der Elektroden mit verschiedenen Entladungsvorgängen zu tun hat, die durch die thermische Bogentheorie bzw. Erklärungen von Langmuir bzw. Slepian zu verstehen sind. Hierbei war die stillschweigende Voraussetzung gemacht, daß die Metallichtbögen unter sonst gleichen Zuständen betrachtet werden. Nach unseren Versuchen, insbesondere nach den Aufnahmen vom Kohlelichtbogen bei vermindertem Druck, bei denen die hohen Bogenspitzenspannungswerte bemerkenswert sind (etwa 600 Volt), die es unmöglich machen, einen Kohlelichtbogen unter diesen Umständen bei niederen Spannungen herzustellen, scheint die Möglichkeit zu bestehen, daß diese verschiedenen Entladungsvorgänge auch an demselben Material, nur unter verschiedenen Umständen (Druck, Elektrodentemperatur usw.) erzeugt werden können. Das Elektrodenmaterial käme danach erst in zweiter Linie in Frage. Auch über diese Vermutung sollen noch weitere Beobachtungen entscheiden, über die wir in Kürze zu berichten hoffen.

Zusammenfassung. Es wird über Charakteristikaufnahmen von verschiedenen Wechselstrommetallichtbogen (*Cu, Fe, Zn, Mg, C*) berichtet. Dabei ergibt sich, daß man je nach der effektiven Stromstärke verschiedene Charakteristikformen beobachten kann. Bei kleinen Stromstärken wird eine Charakteristik festgestellt, die der Glimmentladung zuzuordnen ist. Bei großen Stromstärken findet man dagegen eine andere Charakteristik, die der Bogenentladung entspricht. In dem dazwischenliegenden Stromstärkegebiet treten beide Charakteristiken auf, so daß eine Doppelcharakteristik beobachtet wird. Die Abhängigkeit der verschiedenen Charakteristikformen bzw. der Grenzstromstärken bei denen die eine Charakteristikform in die andere übergeht, von Gasart ($O_2, N_2, H_2$), Wechselstromfrequenz (50–8000 Perioden), Widerstandsart (Selbstinduktion, Ohmscher Widerstand) und Gasdruck wird untersucht. Eine graphische Darstellung der Grenzstromstärken in Abhängigkeit vom Gasdruck für die verschiedenen Metalle ergibt, daß man die Metalle nach der Reihenfolge dieser Kurven in eine Reihe schreiben kann, die mit derjenigen übereinstimmt, die W. Ramberg aufgestellt hat und die in der Richtung von *C* zu *Cu* steigend abweichendes Verhalten von der thermischen Lichtbogentheorie wiedergibt.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München ausgeführt. Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. J. Zenneck möchten wir für die Bereitstellung der Institutsmittel und für seine fördernde Anteilnahme unsern allerbesten Dank aussprechen. Ferner gedenken wir dankbar mancher anregenden Diskussion über diese Fragen mit dem verstorbenen Herrn Priv-Doz. Dr. H. Winter-Günther.

(Eingegangen 28. Januar 1933.)

1) Das gleiche Ergebnis kann man auch aus der analogen graphischen Darstellung erhalten, wo die Grenzstromstärke $i_2$ (Übergang Glimm- + Bogenentladung zur Bogenentladung) in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen ist.

2) l. c.

## Wandeinflüsse auf Zählrohrentladungen.

Von J. N. Hummel.

Beim idealen zylindrischen Zählrohr sind Entladungsraum und Elektroden unbegrenzt. Beim wirklichen Zählrohr, wie es praktisch gebräuchlich ist, besitzen die Elektroden eine endliche Länge und sind gewöhnlich, um ein handliches Gerät zu besitzen, seitlich durch Isolierstopfen, die den Draht halten und zugleich der Abdichtung des Entladungsraumes dienen, begrenzt. Diese Begrenzung des Gasraumes durch seitliche Wände führt zu Abweichungen von dem idealen Verhalten des Zählers, die um so stärker sind, je geringer die Länge des wirksamen Bereiches ist.

Der Einfluß der Wände auf Gasentladungen ist verschiedentlich untersucht worden. Die Wandströme in der positiven Säule, die kontrahierte Säule und die Schlauchentladungen (1), (2), (3), (4), (5), die „Beschränkten Entladungen" (6) sowie die natürliche Breite des Entladungskanals (7), (8), (9) sind Erscheinungen, die in diesen Untersuchungskomplex fallen. Allerdings liegen bei ihnen die Verhältnisse anders als bei den Zählrohrentladungen. Bei diesen nämlich besteht eine axiale Homogenität des Feldes nicht in, sondern allenfalls senkrecht zur Stromrichtung, bei diesen ist der Entladungsraum außerhalb des Stoßbereiches im wesentlichen nur von Ladungsträgern eines Vorzeichens erfüllt, weshalb etwaige Wandströme in diesem Teile nicht ambipolar sein können, und bei diesen handelt es sich nicht um stationäre Zustände, sondern um disrupte Stromstöße. Deshalb sind hier auch Wirkungen anderer Art zu erwarten.

Die Wirkung der Stopfen hängt ab von dem Stopfenmaterial, der Form und Beschaffenheit ihrer Begrenzungsfläche, dem Gasdrucke und vor allem von den Dimensionen des wirksamen Bereiches. Sie kann sich in einer Änderung der Einsatzspannung, der Entladungsdauer, der Impulszahl, der Impulscharakteristik usw. bemerkbar machen. Im folgenden sollen in erster Linie die Verhältnisse hinsichtlich der Änderung der Einsatzspannung experimentell untersucht und eine Erklärung der Versuchsergebnisse angebahnt werden. Die Kenntnis des Stopfeneinflusses besitzt einmal praktische Bedeutung, weil es unter Umständen erforderlich sein kann, mit kurzen Zählern zu arbeiten (10), (11), wo dieser Einfluß sehr sinnfällig in Erscheinung tritt, und weil er auch bei langen Zählern die Zahl der Entladungen und das Auftreten selbständiger Entladungen betreffen könnte. Sie besitzt daneben grundsätzliche Bedeutung, weil sie wegen der Besonderheiten der Zählrohrentladungen von einer anderen Seite aus neue Einblicke in den Entladungsmechanismus gestattet.

Verwendet wurde ein Kupferrohr von einer lichten Weite von 24 mm. Als Innenelektrode diente ein axial gespannter Stahldraht mit einem Durchmesser von 0,2 mm. Füllgas war mit $P_2O_5$ getrocknete Luft. Die Stopfen bestanden aus gut isolierendem Hartgummi, ihre Länge betrug etwa 4 cm. Es zeigt sich bei einem solchen Zähler, daß die Einsatzspannung Schwankungen unterworfen ist, die bei kurzen Zählern mehrere hundert Volt betragen können. Bei der Beschreibung der Erscheinungen empfiehlt es sich, zwischen kurzen Zählern, das sind solche, bei denen die Einsatzspannung eine Funktion der Länge ist, und langen Zählern, bei denen sie von der Länge unabhängig ist, zu unterscheiden.

Bei langen Zählern erhält man bei positiver Entladung den kleinsten Wert der Einsatzspannung, nachdem der Zähler mehrere Male mit Luft ausgespült und unmittelbar darauf in Betrieb genommen ist. Hat er mehrere Stunden gelagert, so erhält man einen größeren Wert, der nicht auf eine Undichtigkeit und eine damit verbundene Druckzunahme zurückzuführen sein braucht (12). Auch die Tätigkeit des Zählers fördert das Ansteigen der Spannung auf den „Normalwert".

Bei kurzen Zählern steigt die Einsatzspannung beim Anlegen von Spannung zeitlich stark an, und zwar zunächst schneller, dann langsamer, um sich einem höchsten Wert asymptotisch zu nähern. Dies gilt für beide Formen der Entladung. Wird nach der Tätigkeit des Zählers anschließend umgepolt, so fällt die Einsatzspannung zunächst auf einen für die neue Polung tiefsten Wert, um mit der Zeit wieder auf einen höchsten anzusteigen. Sie bewegt sich also zwischen zwei Grenzwerten ansteigend. Dazwischen liegt noch ein dritter ausgezeichneter Wert, der Anfangswert unmittelbar nach Anlegung der Spannung. Der unterste Wert ist schwer zu fassen, da er schon durch wenige Stromstöße beträchtlich heraufgesetzt wird. Auch der Ausgangswert, der „Normalwert", ist starken Schwankungen unterworfen, da er von der undefinierten Beschaffenheit des Zählers bei Beginn der Arbeit abhängt. Verhältnismäßig genau zu messen ist noch der obere Grenzwert, der bei gleichbleibender Arbeitsintensität asymtotisch erreicht wird. Indessen sind offenbar an der Bildung der Werte sehr labile Faktoren beteiligt, denn alle Verhältnisse sind stark schwankend und schwer reproduzierbar. Im allgemeinen ist der Anstieg um so stärker, je schlechter der Zähler arbeitet, d. h. je mehr selbständige Entladungen auftreten.

Ist die Einsatzspannung erst einmal über den Normalwert heraufgesetzt, so stellen sich auch nach dem Abnehmen der Spannung erst langsam wieder normale Verhältnisse ein. Bis sich praktisch ein stabiler Endzustand eingestellt hat, darüber können viele Stunden vergehen.

Die Abhängigkeit der Einsatzspannung von der Länge des wirksamen Bereiches, die in einem Ansteigen beider Grenzwerte mit abnehmender Länge besteht[1]), macht sich in unserem Falle von etwa 6 cm ab bemerkbar. Der Anstieg erfolgt zunächst ganz allmählich und dann immer schneller, bis die Glimmstöße durch Bogenfunken abgelöst werden. In den beistehenden Fig. 1 und 2 ist versucht worden, den Verlauf der Grenzwerte als Funktion der Zählerlänge

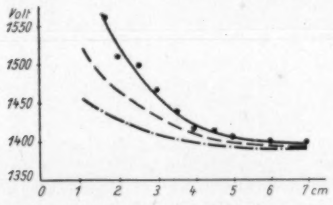



Fig. 1. Einsatzspannung eines Zählrohres als Funktion der Zählerlänge bei positiver Entladung.

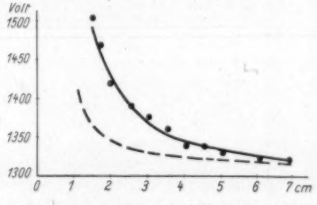



Fig. 2. Einsatzspannung eines Zählrohres als Funktion der Zählerlänge bei negativer Entladung.

aufzutragen, und zwar für einen Druck von 60 mm *Hg*. Um die Unsicherheit besonders des unteren Grenzwertes und des Ausgangswertes anzudeuten, sind die entsprechenden Kurven gestrichelt gezeichnet. Doch auch die obersten Meßwerte hängen, wie schon erwähnt, noch von weiteren Faktoren, die schwierig konstant zu halten sind, ab. Innerhalb des Bereiches von 20–60 mm, in dem Messungen vorgenommen wurden, war keine systematische Änderung des Kurvenverlaufes mit wechselndem Druck im Rahmen der unvermeidlichen Schwankungen der Meßwerte erkennbar. Es erwies sich als unwesentlich, ob die Potentialänderung auf der Kathode oder auf der Anode erfolgte.

Eine weitere Beobachtung betrifft das Verhältnis von Zünd- und Löschspannung bei positiver Entladung. Während bei einem langen Zähler die Spannung durch jeden Stromstoß in erster Annäherung immer wieder bis auf die Einsatzspannung herabgesetzt wird, ist dies bei kurzen Zählern nicht mehr der Fall. Fig. 3 zeigt eine Aufnahme des Potentialverlaufes bei einer Zählerlänge von nur 1 cm. Ein Stromstoß setzt die Spannung immer nur um einen verhältnismäßig geringen Betrag herab, um dann abzubrechen, auch wenn die Einsatzspannung bei weitem nicht erreicht ist. Man kann sich ihr durch Zuhilfenahme eines Radiumpräparates, das eine große Zahl von Impulsen kurz hintereinander auslöst, annähern. Auch diese Erscheinung ist um so ausgeprägter, je schlechter der Zähler arbeitet.

Es besteht hiernach die Aufgabe, diese Beobachtungen durch den Mechanismus der Entladung zu erklären, um ihre Deutung für den

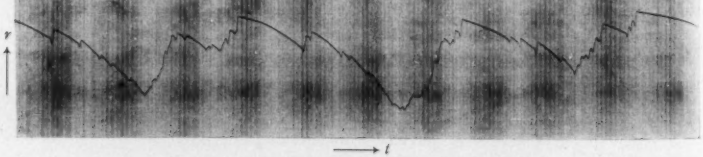



Fig. 3. Potentialänderung bei einem kurzen Zählrohr.

Bau quantitativ messender Zählrohre nutzbar machen zu können.

Der Stopfen greift in vielfacher Weise in den Entladungsmechanismus ein. Seine erste Wirkung erstreckt sich auf die Ladungsträger, die wegen ihrer Wärmebewegung und der elektrostatischen Abstoßung nach der Begrenzungsfläche diffundieren und unmittelbar mit dem Stopfen in Berührung kommen. Prallen sie auf ihn auf, so werden sie entweder reflektiert oder festgehalten und dem Entladungsmechanismus

1) Die in einem früheren Aufsatze des Verfassers (13) mitgeteilten Werte für die Einsatzspannung waren unter Bedingungen ermittelt, bei denen ebenfalls Wandeinflüsse mitsprachen, und liegen daher höher als bei einem idealen Zähler.

zum mindesten für eine Weile entzogen. Die Trägerwolke wird, anders ausgedrückt, durch die Wände deformiert, komprimiert und teilweise absorbiert. Die festgehaltenen Ladungen können sich, soweit sie verschiedenes Vorzeichen besitzen, neutralisieren. Ein etwaiger Überschuß von Trägern einer Art kann sich an der Oberfläche festsetzen oder langsam in das Innere der Stopfen hineindiffundieren. Eine Kompression der Trägerwolke führt auf der anderen Seite zu einer Erhöhung der Raumladungs- und Stromdichte. Die Zunahme der Stromdichte kann ihrerseits die Bildung einer etwaigen Doppelschicht auf der Kathode begünstigen (14). Schließlich können auch überschüssige Ladungen, die von den Stopfen oder der Doppelschicht auf der Kathode stammen, wieder abgegeben werden und am Stromtransport teilnehmen. Dies kann nach dem Abreißen eines Stromstoßes zu einer Neuzündung, einer selbständigen Entladung, führen.

Zu diesen dynamischen Wirkungen gesellen sich nun noch elektrostatische Fernwirkungen. Die freien Ladungen und Doppelschichten auf Stopfen- und Kathodenoberflächen erzeugen elektrostatische Zusatzfelder, die sich dem normalen, von den Elektrodenpotentialen herrührenden überlagern und dessen regelmäßigen Charakter verzerren.

Alle Wirkungen der Stopfen können im Multiplikationsbereich wie im Auslösebereich auftreten, wenn sie auch bei einer Zündung stärker in Erscheinung treten werden. Eine Änderung der Einsatzspannung kann demnach auch schon dadurch erzielt werden, daß eine niedere Spannung als die Einsatzspannung am Zähler liegt, wofern es nur zur Stoßionisation kommt.

Das zeitliche Eintreten aller erwähnten Wirkungen in bezug sowohl auf den einzelnen Entladungsvorgang als auch auf eine Entladungsfolge ist ganz verschieden. Bei Beginn einer Entladung, solange es sich noch um wenige Ladungsträger handelt, kann weder eine merkliche Aufladung der Stopfen noch eine Kompression der „Wolke" erfolgen. Dagegen könnte hier durch Absorption die ganze aus wenigen Elektronen bestehende Wolke, schon bevor es zur Stoßionisation kommt, von den Wandladungen verschluckt werden. Ist dies nicht der Fall, so kommt es im Verlauf der Entladung zur Kompression der Wolke, wobei eine Aufladung der Stopfen und vielleicht auch eine verstärkte Doppelschichtbildung auf der Kathode erfolgen wird. Während aber die Kompression der Wolke nach jeder einzelnen Entladung zusammen mit der Raumladung wieder verschwindet, bleiben die Oberflächenladungen bestehen und können ihre Wirkung noch eine beträchtliche Zeit nach Ablauf der Entladung in zweifacher Weise ausüben. Erstens können sich nachträglich geladene Teilchen wieder frei machen und vielleicht die Bildung einer neuen Wolke auslösen. Es kommt dann zu selbständigen Entladungen, eine Erscheinung, die Ähnlichkeit mit den von Gleichrichtern her bekannten Rückzündungen aufweist (6). Zweitens können die festhaftenden Ladungen alle späteren Stromstöße durch Änderung der Feldverhältnisse beeinflussen. Nach einer Reihe von Stromstößen wird die Stopfenaufladung immer stärker, und damit kommen auch die Fernwirkungen immer mehr zur Geltung. Aus der zu verschiedenen Zeiten einsetzenden Wirkung der Stopfen auf die Wolkenbildung, -veränderung und -vernichtung ergibt sich in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß die Art der Arbeitsweise des Zählers eine Funktion der Zeit sein muß.

In welchem Sinne eine Absorption der Ladungsträger wirkt, ist leicht anzugeben. Die Einsatzspannung ist bekanntlich dadurch charakterisiert, daß durch ein den Stoßbereich durchlaufendes Elektron mindestens so viele positive Ionen gebildet werden, wie erforderlich sind, um ein neues Elektron aus der Kathode loszulösen. Hierbei ist vorausgesetzt, daß alle gebildeten Elektronen auch die Anode erreichen. Werden sie zum Teil von den Wänden abgefangen, so bedeutet dies einen Verlust, der durch Heraufsetzen der Einsatzspannung zu kompensieren ist. Werden nun die Stopfenwände während der positiven Entladung durch diese selbst stark positiv aufgeladen, so werden den späteren Ionisierungsspielen mehr Ladungsträger entzogen als den ersten. So erklärt sich vermutlich der vorzeitige Abbruch der Entladung, wie er in Fig. 3 zu erkennen ist. Bei negativer Entladung besteht diese Gefahr infolge des ganz anders gearteten Entladungsmechanismus nicht.

Auch durch Verdichtung der Raumladung kann die Änderung der Einsatzspannung, wenn überhaupt ein Einfluß vorhanden ist, nur in einer Heraufsetzung bestehen. Schon bei der seitlich unbegrenzten Entladung ist das dynamische Feld gegenüber dem statischen durch die Raumladung verzerrt, und zwar hat diese Verzerrung, wie leicht einzusehen, eine Verkleinerung des Stoßbereiches zur Folge (15). Dies bedeutet aber Verkleinerung der Trägerlawinen. Zur Kompensation ist Heraufsetzung der angelegten Spannung erforderlich, die bei einer künstlichen Verdichtung der Raumladung noch zu steigern ist.

Ein stark schwankender Faktor ist die Fernwirkung der Oberflächenladungen. Die von diesen herrührenden Zusatzfelder können ihre

Stärke in weiten Grenzen und mit größter Geschwindigkeit in Anpassung an den Rhythmus der Zählertätigkeit ändern. Sie sind aber von Zufälligkeiten abhängig und besitzen sehr labilen Charakter, der die Reproduzierbarkeit der Vorgänge erschwert. Hinsichtlich der Qualität und Stärke der Oberflächenladungen sind die Kathodenoberfläche, die kleinen an den Stoßbereich grenzenden Teile der Stopfen und die größeren restlichen Teile derselben gesondert zu behandeln. In der beistehenden Fig. 4 ist die Grenze des Stoßbereiches schematisch durch gestrichelte Linien angedeutet.

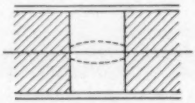


Fig. 4. Längsschnitt durch einen kurzen Zähler.

Der größte Teil des Gasraumes ist nur mit Ladungsträgern eines Vorzeichens erfüllt, bei positiver Entladung mit positiven Ionen, bei negativer Entladung mit Elektronen. Es wird also fast die ganze Wand von dem Außenzylinder ab bis ziemlich an den Draht heran mit Ladungsträgern eines einzigen Vorzeichens, und zwar desjenigen des Drahtpotentials, bedeckt. Nur im Stoßbereich, also in unmittelbarer Nachbarschaft des Drahtes, wird möglicherweise ein ambipolarer Wandstrom vorhanden sein, dessen Ladungsträger sich zum Teil an der Wand neutralisieren werden. Der Hauptanteil der freien Ladungen muß jedenfalls den Potentialabfall in der Nachbarschaft des Drahtes verringern und die Einsatzspannung erhöhen.

Das von den freien Ladungen herrührende Zusatzfeld besitzt zwei Eigentümlichkeiten. Erstens handelt es sich um ein Querfeld, das eine Komponente in der Achsenrichtung erzeugt, und zweitens um ein inhomogenes Feld, das in der Nähe der Stopfen am stärksten und in der Zählermitte am schwächsten ist. Das Gesamtfeld ist nunmehr auch in der Achsenrichtung verzerrt, und es herrscht in jedem Zählerquerschnitt ein anderer Feldverlauf. Die Potentialflächen sind nun schon im statischen Zustande in der Längsrichtung gekrümmt, und der Stoßbereich besitzt in verschiedenen Querschnitten verschiedene Ausdehnung. Da die Stelle des größten Stoßbereiches und des stärksten Feldes für die Höhe der Einsatzspannung maßgebend ist, macht sich der Stopfeneinfluß nur dann bemerkbar, wenn die Stopfenaufladungen das Feld entweder verstärken oder aber längs des ganzen Zählerdrahtes herabsetzen. Das erste ist auch bei langen, das zweite nur bei kurzen Zählern möglich.

Bei kurzen Zählern wird die Feldstärke bis in die Mitte durch die Stopfenaufladungen herabgesetzt, und zwar um so mehr, je kürzer der Zähler ist und je stärker die Aufladungen sind. Diese werden durch jede Entladung gesteigert, bis sie und mit ihr die Einsatzspannung einen maximalen Wert erreicht haben.

Etwaige Doppelschichten auf der Kathode könnten Ursache selbständiger Entladungen sein, den Feldverlauf und damit die Höhe der Einsatzspannung werden sie jedoch kaum erheblich beeinflussen, weshalb wir sie hier unberücksichtigt lassen wollen.

Wird nach der Tätigkeit des Zählers anschließend umgepolt, so müssen die freien Ladungen gerade in umgekehrter Richtung wirken, und die Einsatzspannung stürzt jäh von einem maximalen auf einen minimalen Wert. Es gehen dann unter Umständen schon bei sehr geringer Spannung einzelne Impulse über, die offenbar von den instabilen Elementen der Oberflächenladungen genährt werden. Hierdurch wird die Einsatzspannung schnell heraufgesetzt, weshalb der an und für sich schon stark schwankende unterste Wert kaum festzulegen ist. Jedenfalls muß der jeweilige Wert der Einsatzspannung zwischen zwei Grenzwerten liegen und sich nach Anlegen der Spannung in steigendem Sinne ändern, wie es die Erfahrung lehrt.

Von den erwähnten Wirkungen der Stopfen auf die Einsatzspannung werden der Entzug von Ladungsträgern und die Verdichtung der Raumladung zu einer Steigerung, die Oberflächenladungen dagegen zu einer Änderung im wechselnden Sinne führen. Dieser Schluß stimmt aber mit dem Verhalten der Einsatzspannung überein, das den Anschein erweckt, als ob sich einer nur von der Zählerlänge abhängigen, sonst aber verhältnismäßig konstanten Erhöhung, die etwa den Normalwert liefern mag, zeitliche von der Polung abhängige Schwankungen überlagerten.

Das besonders bei kurzen Zählern stark unterschiedliche Verhalten zwischen guten und schlechten Exemplaren und die bei ihnen neu auftretenden Erscheinungen, deren Charakter mit der Anzahl der selbständigen Entladungen eng gekoppelt ist, wird die Suche nach den Ursachen der selbständigen Entladungen und die Auffindung ihrer Erklärung bei solchen Zählern erleichtern.

### Literaturverzeichnis.

1) R. Holm, Zur Theorie des Glimmstromes. Physik. Zeitschr. **15**, 241, 289, 782, 1914.
2) H. Salinger, Über die Potentialflächen in der Lichtsäule des Glimmstromes. Dissertation Berlin 1915.

3) W. Schottky, Wandströme und Theorie der positiven Säule. Physik. Zeitschr. **25**, 342–348, 1924. — Diffusionstheorie der positiven Säule. Ebenda, S. 635–640.
4) R. Seeliger, Der Mechanismus der positiven Säule in einatomigen Gasen. Physik. Zeitschr. 33, 273–294, 313–327, 1932.
5) H. Wulfhekel u. R. Seeliger, Beobachtungen an abgeschnürten positiven Säulen. Physik. Zeitschr. **34**, 37–39, 1933.
6) J. v. Issendorff, M. Schenkel u. R. Seeliger, Die Entstehung und Bekämpfung der Rückzündungen in Großgleichrichtern. Wiss. Veröff. Siemens-Konzern **9**, 73–114, 1930.
7) A. Güntherschulze, Der Normalgradient von Gasen und Gasgemischen bei der selbständigen Entladung. Zeitschr. f. Phys. **22**, 70–97, 1924.
8) A. Güntherschulze, Der Kathodenfall der Glimmentladung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei Spannungen bis 3000 Volt. Zeitschr. f. Phys. **59**, 433–434, 1930.
9) W. Rogowsky, Townsends Theorie, Gasentladung und Durchschlag. Arch. Elektrotechn. **25**, 551–596, 1931.
10) J. N. Hummel, Zur Bestimmung der Natur der Höhenstrahlung durch Koinzidenzmessungen. Physik. Zeitschr. **33**, 503–505, 1932.
11) W. Kolhörster, Untersuchungen zum vertikalen Zählrohreffekt der Höhenstrahlung. Naturwiss. **20**, 896, 1932.
12) W. Vogt, Radioaktive Gesteinsuntersuchungen mit dem Geiger-Müllerschen Zählrohr. Physik. Zeitschr. **34**, 79–82, 1933.
13) J. N. Hummel, Untersuchungen am Elektronenzählrohr. Zeitschr. f. Phys. **78**, 492, 1932.
14) A. J. Rothe, Zur Frage der Restionen in der intermittierenden Glimmentladung. Physik. Zeitschr. **31**, 520–539, 1930.
15) E. Uhlmann, Der elektrische Durchschlag von Luft zwischen konzentrischen Zylindern. Arch. Elektrotechn. **23**, 335, 1930 (Fig. 15).

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 6. Februar 1933.)

## Über die Kapazität von Elektrometern. I.

Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit von L. Dees.

Von H. Benndorf.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz, Nr. 88.)

In einer sehr verdienstlichen Arbeit[1]) hat L. Dees die Kapazität eines Einfadenelektrometers systematisch in ihrer Abhängigkeit von Fadenspannung, Schneidendistanz und Schneidenspannung experimentell untersucht, unter Verwendung einer Methode, die auf einen Vorschlag von F. Harms zurückgeht und wie unten noch besprochen wird, ganz besondere Vorzüge hat. Zu dieser Arbeit möchte ich im folgenden einige Bemerkungen machen.

1) Physik. Zeitschr. **33**, 131–134, 1932.

1. Es ist unberechtigt, wie ich in einer Arbeit „Über den Begriff der elektrostatischen Kapazität“[1]) auseinandergesetzt habe, die Größe, die Herr Dees gemessen hat, durch Anführungszeichen als uneigentliche Kapazität zu kompromittieren oder sie, wie andere es getan haben, als „scheinbare“ oder „wirksame“ im Gegensatz zu der wahren, echten, eigentlichen Kapazität zu stellen. Was Herr Dees experimentell ermittelt hat, ist der Quotient aus Ladung des Elektrometers $e_1$ und seines Potentiales $V_1$. Er ist im Sinne meiner Ausführungen rationellerweise als die mittlere Kapazität des Elektrometers zwischen den Potentialen $O$ und $V_1$ zu bezeichnen.

Das, was gerne als die eigentliche oder wahre Kapazität des Elektrometers bezeichnet wird, der Kapazitätskoeffizient $c_{11}$ des Elektrometerfadens samt Zubehör, ist eine Größe, die für den Gebrauch der Elektrometer keine Bedeutung hat und die sich, wie aus dem Folgenden hervorgehen wird, auch nur ungenau experimentell ermitteln läßt.

2. Die systematischen Messungen in der Arbeit von L. Dees legen den Versuch nahe, sie mit der Theorie des Elektrometers zu vergleichen. Diesen Versuch will ich im folgenden machen.

Wir bezeichnen den Elektrometerfaden samt Zubehör als den Leiter 1, nehmen an, daß die Schneide $S'$ auf das Potential $+V_S$ und die Schneide $S''$ auf $-V_S$ aufgeladen ist und daß beide Schneiden symmetrisch zum Faden in der Ruhelage stehen. Die Ladung, die der Faden trägt, wenn er zum Potential $V_1$ aufgeladen ist, ist dann gegeben durch die Gleichung:

$$e_1 = c_{11} V_1 + (c'_{1s} - c''_{1s})\, V_S , \qquad (1)$$

wo $c_{11}$ der Kapazitätskoeffizient des Fadens und $c'_{1s}$ bzw. $c''_{1s}$ die Induktionskoeffizienten des Fadens auf die Schneiden sind.

Die Kapazität $C_1$ des Elektrometers berechnet sich, wenn $a$ den Ausschlag des Fadens, ausgedrückt in Teilstrichen ($p$) bezeichnet, dann zu:

$$\left.\begin{aligned} C_1 = \frac{de_1}{dV_1} = c_{11} + V_1 \frac{dc_{11}}{da} \cdot \frac{da}{dV_1} \\ + V_s \frac{d(c'_{1s} - c''_{1s})}{da} \cdot \frac{da}{dV_1} \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

und die mittlere Kapazität $\bar{C}_1$ zwischen den Potentialen $O$ und $V_1$ zu

$$\bar{C}_1 = c_{11} + (c'_{1s} - c''_{1s}) \frac{V_S}{V_1} . \qquad (3)$$

Entwickeln wir den Kapazitätskoeffizienten $c_{11}$ nach Potenzen von $a$, so wird:

$$c_{11} = c_0 + \alpha_2 a^2 + \alpha_4 a^4 + \cdots , \qquad (4)$$

1) Wien. Ber. IIa, Bd. 142, 1933 (im Druck).

da aus Symmetriegründen nur gerade Potenzen von $a$ auftreten können; die Koeffizienten der Gleichung (4) $c_0$, $\alpha_2$, $\alpha_4$, ... hängen nur von der geometrischen Konfiguration der Leiter ab und sind daher bei einem gegebenen Elektrometer nur von der Schneidendistanz, nicht aber von der Fadenspannung und dem Schneidenpotential abhängig.

Die Entwicklung von $c'_{1s} - c''_{1s}$ nach Potenzen von $a$ kann dagegen, ebenfalls aus Symmetriegründen, nur die ungeraden Potenzen von $a$ enthalten. Es wird daher:

$$c'_{1s} - c''_{1s} = \beta_1 a + \beta_3 a^3 + \cdots \qquad (5)$$

für die Koeffizienten $\beta_1, \beta_3, \ldots$ gilt das oben für die Koeffizienten $\alpha$ Gesagte. Da Dees nur die mittlere Kapazität ermittelt hat, will ich im folgenden nur diese Größe behandeln.

Wir bezeichnen als Spannungsempfindlichkeit $\varepsilon_s$ den Quotienten $\frac{da}{dV_1}$ und als mittlere Spannungsempfindlichkeit $\bar{\varepsilon}_s$ zwischen den Grenzen $O$ und $V_1$ den Quotienten $\frac{a}{V_1}$. Ist die Eichkurve des Elektrometers linear, wie dies bei Dees ausreichend der Fall war, dann wird $\varepsilon_s = \bar{\varepsilon}_s$.

Setzt man nun die Werte von Gleichung (4) und (5) in Gleichung (3) ein und führt auch die mittlere Spannungsempfindlichkeit ein, dann erhält man:

$$\left.\begin{aligned}\bar{C}_1 = (c_0 + \beta_1 V_s \bar{\varepsilon}_s) + (\alpha_2 + \beta_3 V_s \bar{\varepsilon}_s) a^2 \\ + (\alpha_4 + \beta_5 V_s \bar{\varepsilon}_s) a^4 + \cdots\end{aligned}\right| \qquad (6)$$

oder

$$\bar{C}_1 = \gamma_0 + \gamma_2 a^2 + \gamma_4 a^4, \qquad (7)$$

wobei die $\gamma$ Abkürzungen für die Klammerausdrücke in 6 sind.

Nach den Messungen von Dees, die in seiner Tabelle Ia und Ib verzeichnet sind, ist die Abhängigkeit der Kapazität vom Ausschlag nur gering, $\gamma_2$, $\gamma_4$ ... usw. sind daher nur sehr kleine Größen. In erster Näherung können wir sie daher $O$ setzen und erhalten:

$$\bar{C}_1 = \gamma_0 = c_0 + \beta_1 V_s \bar{\varepsilon}_s, \qquad (8)$$

d. h. die Kapazität des Elektrometers muß bei gleicher Schneidendistanz eine lineare Funktion von $V_s \bar{\varepsilon}_s$ sein. Mit wachsender Schneidendistanz muß $\beta_1$ abnehmen.

Daß die Beziehung (8) bei den Deesschen Messungen sehr gut erfüllt ist, sieht man unmittelbar durch graphische Darstellung der Zahlenwerte der Tabellen II, III, IV a—c. Ich habe aus diesen Zahlenangaben die Koeffizienten $c_0$ und $\beta_1$ nach der Methode der kleinsten Quadrate[1]) berechnet und folgende Werte erhalten:

Tabelle I.

| Tabelle von Dees | II | | III | | IV | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $c_0$ | $10^4 \cdot \beta_1$ | $c_0$ | $10^4 \cdot \beta_1$ | $c_0$ | $10^4 \cdot \beta_1$ |
| a) Größter Schneidenabstand.... | 6,88 | 2,4 | 6,78 | 1,8 | 6,76 | 2,5 |
| b) Mittlerer Schneidenabstand.... | 6,79 | 3,4 | 6,79 | 3,7 | 7,08 | 4,1 |
| c) Kleinster Schneidenabstand (in Tab. III größer als in II u. IV)..... | 7,02 | 9,0 | 6,79 | 4,1 | 6,86 | 9,2 |

Als Mittelwerte der neuen $c_0$-Werte ergibt sich $c_0 = 6{,}86$ cm. Die $\beta_1$-Werte in den Horizontalreihen sind nahezu gleich groß, sie steigen, wie es die Theorie verlangt, mit abnehmender Schneidendistanz. Der Wert für $\beta_1 = 4{,}1$ in Tabelle IIIc ist bedeutend niedriger als seine horizontalen Nachbarwerte; das muß aber auch sein, da nach der Bemerkung von Dees die Schneidendistanz in Tabelle IIIc größer war als in IIc und IVc.

Berechnet man mit den gefundenen Werten von $c_0$ und $\beta_1$ rückwärts die entsprechenden Werte für $\bar{C}_1$, so weichen diese berechneten von den gemessenen nur innerhalb der Messungsfehler ab. In Tabelle II sind die mittleren Abweichungen der Einzelbeobachtungen vom gerechneten Wert angegeben.

Tabelle II.

| Tabelle von Dees | II | III | IV |
|---|---|---|---|
| | Mittlere Abweichung $\sqrt{\frac{(\bar{C}_{1\,\mathrm{beob}} - \bar{C}_{1\,\mathrm{ber}})^2}{n-1}}$ | | |
| a) Größter Schneidenabstand ..... | 0,08 | 0,06 | 0,11 |
| b) Mittlerer Schneidenabstand ..... | 0,07 | 0,05 | 0,16 |
| c) Kleinster Schneidenabstand (in Tab. III größer als in II u. IV..... | 0,15 | 0,14 | 0,11 |

In zweiter Näherung erhalten wir für $\bar{C}_1$ aus Gleichung (7) den Ausdruck:

$$\bar{C}_1 = \gamma_0 + \gamma_2 a^2. \qquad (9)$$

1) Meiner Schülerin E. Sienkiewicz und Herrn Dr. L. Domorazek bin ich für ihre Hilfe bei den numerischen Rechnungen zu besonderem Dank verpflichtet.

Die Werte von Dees in seiner Tabelle Ia und Ib können nun dazu verwendet werden, die Koeffizienten $\gamma_0$ und $\gamma_2$ zu berechnen. Es ergeben sich nach der Methode der kleinsten Quadrate folgende Werte:

Tabelle III.

| | $\gamma_0$ | $\gamma_2$ |
|---|---|---|
| Tabelle Ia ..... | 6,72 | $1{,}21 \cdot 10^{-4}$ |
| Tabelle IIa ..... | 9.57 | $3.93 \cdot 10^{-4}$ |

Mit diesen Konstanten rückberechnet ergeben sich Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Werten, die durchaus innerhalb der Fehlergrenzen liegen, die 0,1 bis 0,2 cm betragen dürften.

Natürlich muß man zufrieden sein, aus diesen wenigen und nicht sehr genauen Messungen die Koeffizienten $\gamma_0$ und $\gamma_2$ der Größenordnung nach richtig zu erhalten. In erhöhtem Maße gilt dies, wenn man jetzt den Versuch macht, aus $\gamma_0$ und $\gamma_2$ aus den Gleichungen

$$\gamma_0 = c_0 + \beta_1 V_s \bar{\varepsilon}_S \quad \text{und} \quad \gamma_2 = \alpha_2 + \beta_3 V_s \bar{\varepsilon}_S$$

die Größen $c_0$, $\beta_1$, $\alpha_2$ und $\beta_3$ zu berechnen. Es ergibt sich:

$$c_0 = 2{,}73\,\text{cm}, \qquad \beta_1 = 2{,}9 \cdot 10^{-4},$$
$$\alpha_2 = -2{,}6 \cdot 10^{-4}, \qquad \beta_3 = 2{,}7 \cdot 10^{-8}.$$

Man müßte genauere Messungen haben, um die Konstanten $\alpha_2$ und $\beta_3$ richtig zu erhalten. Das eine aber sieht man wohl, daß $\beta_3$ schon sehr klein sein muß und daß $\alpha_2$ von der Größenordnung von $\beta_1$ ist. Da nicht bekannt ist, wie groß die Schneidendistanz bei den Messungen der Tabelle I im Vergleich zu den Messungen der Tabellen II, III, IV ist, kann nicht mit Sicherheit angegeben werden, ob das hier gefundene $\beta_1$ mit den früher berechneten Werten für $\beta_1$ übereinstimmt. Das $c_0$ aus $\gamma_0$ berechnet, ist entschieden zu niedrig ausgefallen.

Eigentlich hätten natürlich die Konstanten $c_0$, $\beta_1$, $\alpha_2$, $\beta_3$ gleichzeitig berechnet werden müssen. Diese wesentlich mühsamere numerische Rechnung durchzuführen, schien mir nicht genügend lohnend.

Alles in allem genommen, wird man aber sagen müssen, daß die Theorie sehr gut durch die Deesschen Versuche bestätigt wird. Aus genauen und zahlreichen Messungen lassen sich sicher die Elektrometerkonstanten ermitteln. Es dürfte aber nicht leicht sein, die Konstante $c_0$ das ist der Wert des Kapazitätskoeffizienten für den Ausschlag $O$, und zugleich die „wahre" Kapazität des Elektrometers mit der Genauigkeit zu bestimmen, wie sie bei den eigentlichen Kapazitätsmessungen erreicht werden kann. Aus der Theorie entnimmt man aber auch die physikalischen Ursachen des Anwachsens der Kapazität mit Schneidenspannung und Empfindlichkeit. Wird der isolierte Elektrometerfaden, also bei konstanter Ladung, durch eine äußere Kraft, etwa durch einen Luftstrom, nach der Schneide $S''$ zu verschoben, dann sinkt sein Potential, und zwar um so mehr, je näher er der Schneide kommt und je höheres Potential (absolut genommen) die Schneide $S''$ hat. Zur Kompensation dieses Absinkens des Potentiales muß ein Teil der zugeführten Ladung verwendet werden und erst der Rest der Ladung erhöht das Potential des Fadens über sein Ausgangspotential in der Ruhelage. So kommt es, daß die Kapazität des Elektrometers bei gleicher Schneidendistanz mit dem Produkt $V_s \varepsilon_s$ ansteigt.

3. Möchte ich auf einen Vorteil der Deesschen Methode hinweisen. Die Bestimmung der zugeführten Elektrizitätsmenge ist unabhängig von im Elektrometer auftretenden Kontaktpotentialdifferenzen (KPD.), was bei Verwendung empfindlicher Elektrometer zur Kapazitätsmessung oder bei der Kapazitätsbestimmung von empfindlichen Elektrometern von großer Bedeutung ist. E. Sienkiewicz[1]) hat gezeigt, welche Fehler durch KPD. bei Kapazitätsbestimmungen mit dem Wulfschen Kondensator auftreten können. Von diesen Fehlern, wenigstens soweit sie die Ladungsmessung betreffen, ist die Deessche Methode frei.

Um dies zu zeigen, müssen wir noch den Influenzierungsring $R$ (bei Dees) als vierten Leiter in die Betrachtung einbeziehen. Es gilt dann:

$$e_1 = c_{11} V_1 + (c'_{1S} - c''_{1S}) V_S + c_{1R} V_R. \qquad (10)$$

$c_{1R}$ ist eine Konstante und unabhängig von $a$. Sind KPD. vorhanden, und das ist bei Fadenelektrometern, deren Faden meist aus Platin ist, immer der Fall, so ändert sich die Gleichung (10) in

$$\left.\begin{aligned} e_1 = c_{11}(V_1 + \pi_1) + (c'_{1S} - c''_{1S}) V_S + (c'_{1S} + c''_{1S})\pi_S \\ + c_{1R}(V_R + \pi_R), \end{aligned}\right| \qquad (11)$$

wobei $\pi_1$, $\pi_S$ und $\pi_R$ die KPD. der betreffenden Leiter, bezogen auf die Elektrometerhülle, bezeichnen.

Bei der Deesschen Influenzierungsmethode wird zuerst $V_1 = 0$ und $V_R = 0$ gemacht. In diesem Zustand sitzt auf dem Faden die Ladung:

$$e'_1 = c_{11}\pi_1 + (c'_{1S} + c''_{1S})\pi_S + c_{1R}\pi_R, \qquad (12)$$

da für $V_1 = 0$, d. h. $a = 0$ $c'_{1S} - c''_{1S} = 0$ wird.

1) Physik. Zeitschr. **34**, 1933 (im Druck).

Nun wird $V_1 = 0$ belassen, der Ring aber auf ein bestimmtes Potential $V_R$ gebracht. Jetzt sitzt auf dem Faden die Ladung:

$$e_1'' = c_{11}\pi_1 + (c_{1S}' + c_{1S}'')\pi_S + c_{1R}(V_R + \pi_R). \quad (13)$$

Hierauf wird der Faden isoliert, d. h. $e_1''$ bleibt erhalten und der Ring wird geerdet, d. h. $V_R = 0$ gemacht. Der Faden macht jetzt einen Ausschlag $a$ entsprechend seinem Potential $V_1$, das aus der folgenden Gleichung zu berechnen ist:

$$\left.\begin{aligned} e_1'' = c_{11}(V_1 + \pi_1) + (c_{1S}' - c_{1S}'')V_S \\ + (c_{1S}' + c_{1S}'')\pi_S + c_{1R}\pi_R. \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Subtrahiert man nun 12 von 13 und 12 von 14, so erhält man zwei Ausdrücke für die zusätzliche Elektrizitätsmenge $e_1$, die durch Influenz auf den Elektrometerfaden gebracht worden ist. Es ist daher einerseits:

$$e_1 = e_1'' - e_1' = c_{1R}V_R, \quad (15)$$

andererseits:

$$e_1 = e_1'' - e_1' = c_{11}V_1 + (c_{1S}' - c_{1S}'')V_S. \quad (16)$$

Wir erhalten somit für die mittlere Kapazität:

$$\bar{C}_1 = \frac{e_1}{V_1} = c_{11} + \beta_1 V_S \bar{\varepsilon}_S. \quad (17)$$

Man sieht also, im Ausdruck 15 für die Ladung $e_1$ sind die KPD. herausgefallen.

Die mittlere Kapazität berechnet sich aus $c_R$, $V_R$ und $V_1$. Etwaige KPD. können sich also nur noch in einer fehlerhaften Bestimmung von $V_1$ bemerkbar machen. Ich möchte vermuten, daß die mitunter relativ stark herausfallenden Werte der Deesschen Messungsreihe durch variable KPD. verursacht sind. Nach Untersuchungen, die im hiesigen Institut im Gange sind, scheinen die KPD. in Fadenelektrometern mit der jeweiligen Ladung stark veränderlich zu sein.

Da das Messen mit dem Deesschen Influenzierungsring überdies sehr bequem ist, wäre es wünschenswert, wenn die käuflichen Fadenelektrometer bereits vom Erzeuger mit einem solchen Influenzierungsring versehen würden. Freilich müßte er entsprechend dimensioniert und an einer vernünftigen Stelle angebracht werden.

Graz, im August 1932.

(Eingegangen 8. Februar 1933.)

## Bemerkung zu der Arbeit von Q. Majorana: „Über einen neuen photoelektrischen Versuch[1]).“

Von A. Etzrodt.

Der von Majorana in der genannten Arbeit beschriebene Effekt besteht in einer Widerstandsänderung unter dem Einfluß der intermittierenden Bestrahlung. Diese von Majorana mittels einer Nullmethode festgestellte Tatsache konnte durch die im folgenden beschriebenen Versuche mittels direkter Messung bestätigt werden. Während jedoch Majorana den Effekt hauptsächlich auf eine spezifische Einwirkung des Lichtes auf den elektrischen Widerstand, also auf eine Art Photoeffekt, zurückführte, liegt andererseits die Vermutung sehr nahe, daß der Effekt zum größten Teil, wenn nicht sogar vollständig, durch die Einwirkung der Wärmestrahlung auf den Widerstand des Leiters gemäß seinem Temperaturkoeffizienten zustande kommt[2]).

Die Erhöhung des Widerstandes in der Folie infolge der Bestrahlung setzt den Strom im ganzen Kreise, der außerdem die Spannungsquelle und die Primärwicklung des Eingangsübertragers enthält, herab. An den Enden der Wicklung entstehen also Spannungsschwankungen im Rhythmus der Widerstandsänderungen der Folie. Insgesamt ergibt sich nun folgendes Bild:

1. Da die Änderung des Stromes und damit der Spannung an der Wicklung genau wie die Widerstandsschwankungen einen nur von der Bestrahlungsstärke abhängigen (sehr kleinen) Bruchteil von Ruhestrom bzw. Widerstand ausmachen, müssen die Spannungsstöße proportional der Gleichstromstärke sein.
2. Eine gewisse relative Änderung eines Widerstandes ist absolut um so größer, je größer dieser Widerstand ist; die Wechselspannungen müssen daher bei konstantem Strom proportional mit dem bestrahlten Widerstande ansteigen.
3. Der Effekt muß proportional der relativen Widerstandsänderung, also mit dem Temperaturkoeffizienten ansteigen; jedes reine Metall muß den Effekt ohne weiteres zeigen.
4. Die hauptsächlich wirksame Strahlung muß im langwelligen Gebiet liegen.

1) Compt. Rend. **195**, 226, 1932; Nature **130**, 241, 1932; Physik. Zeitschr. **33**, 947, 1932.

2) Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß — nach einer privaten Mitteilung — vor einer Reihe von Jahren Herr Prof. Dr. Senftleben an der Technischen Hochschule Breslau nicht veröffent-

Qualitative Ergebnisse zu den einzelnen Punkten in der erwarteten Richtung zeigen bereits die Versuche von Majorana. Um quantitative Aussagen machen zu können, mußte vor allen Dingen die Empfindlichkeit der Versuchsanordnung ganz erheblich größer gegenüber derjenigen von Majorana sein. Mit einer an sich für andere Zwecke bestimmten Anordnung, die die notwendige Empfindlichkeit besaß, wurden nun die oben genannten Punkte an den Metallen Aluminium, Konstantan, Silber, Zink und Zinn nachgeprüft und zwar mit positivem Ergebnis.

Zu 1: In Ergänzung des Befundes von Majorana, daß der Effekt mit der angelegten Spannung wächst, ergab sich eine genaue Proportionalität innerhalb einer Gleichstromänderung im Verhältnis 1:6 (max. Stromstärke 0,6 Ampere).

Zu 2: Innerhalb einer Widerstandsvariation 1:14 stieg der Effekt proportional dem bestrahlten Widerstande an. Die Beobachtung von Majorana, daß der Effekt bei größerer Dicke der Folie schwächer wird, ist z. T. ebenso zu deuten. Der Widerstand wurde hier durch Variation der Folienbreite zwischen 0,45 und 6,25 mm geändert, wobei dafür Sorge getragen war, daß der Strom, die Bestrahlung pro Flächeneinheit und die bestrahlte Länge konstant blieben. Die Meßpunkte im Diagramm relative Effektstärke gegen reziproke Breite lagen alle auf einer Geraden.

Durch diese Beobachtungen werden die experimentellen Ergebnisse von Majorana teilweise bestätigt.

Zu 3: Bei Konstantan, das bekanntlich einen besonders niedrigen Temperaturkoeffizienten besitzt, wurde der Effekt um Größenordnungen kleiner gefunden als bei den anderen Metallen. Die Phasenverschiebung müßte sich mit dem Sinuszahnrad im Gegensatz zu normalen Metallen zu über 180° ergeben, da Konstantan einen negativen Temperaturkoeffizienten besitzt. Bei Zink wurde im Gegensatz zu Majorana ein Effekt der gleichen Größenordnung gefunden wie bei *Sn*, *Al* und *Ag*. Daß der Effekt von Majorana bei *Zn* nicht, bei *Al* nur schwach gefunden wurde, kann vielleicht so erklärt werden, daß die betreffenden Proben einen durch Fremdzusätze stark verkleinerten Temperaturkoeffizienten besaßen, so daß der Effekt unter bzw. in der Nähe der Reizschwelle der weniger empfindlichen Anordnung von ihm blieb.

Selbstverständlich kann bei einem Vergleich mehrerer Metalle kein quantitatives Übereinstimmen mit dem Temperaturkoeffizienten verlangt werden, solange nicht die Wärmeleitfähigkeit des Materials und der Oberflächenreflexionskoeffizient berücksichtigt werden. Wenn man letzteren durch Berußen weitgehend ausschaltet, hat man wieder durch die sehr schwer gleichmäßig herzustellende Rußschicht sekundäre Schwierigkeiten.

Zu 4: Zur Feststellung der hauptsächlich wirksamen Art der Strahlung wurde ein für ultraviolettes und sichtbares Licht völlig undurchlässiges Jod-Schwefelkohlenstoff-Filter von 1 cm Schichtdicke in den Strahlengang eingeschaltet; dabei sank die Intensität etwa auf die Hälfte. Auch die Schwächung durch eine Glasplatte wurde als sehr gering festgestellt. Die von Majorana ausgeführten Versuche mit ruhendem und fließendem Wasser[1]) sind von dem hier vertretenen Standpunkt aus ohne weiteres verständlich, da die geringe Abführung der Wärme durch das Wasser nur einen sehr kleinen Einfluß ausüben kann. Danach ist die Hauptrolle bei dem Effekt den Wärmestrahlen zuzuschreiben. Ganz im Einklang damit steht die von Majorana angegebene Tatsache, daß der Effekt bei Anwendung eines Nickeloxydglases (durchlässig von 3300–3900 Å) nicht mehr bemerkbar ist. Die kürzeren Wellenlängen werden natürlich auch einen kleinen Beitrag liefern; sie werden – namentlich bei Bedeckung mit Ruß – absorbiert und tragen zur Erwärmung mit bei. Auf diese Weise werden die Ergebnisse Majoranas bei Benutzung der Quarzquecksilberlampe verständlich.

Die benutzte Versuchsanordnung gleicht bis auf den Wegfall von Sinuszahnrad und Quecksilberstrahl in ihren Grundzügen derjenigen von Majorana. Für den Eingangsübertrager mußte ein sehr hohes Übersetzungsverhältnis gewählt werden (1:100 bzw. 1:2000), da wegen der einfacheren Handhabung mit dicken Folien (1–10 $\mu$), also kleinem Widerstand gearbeitet wurde. Um quantitative Aussagen zu erhalten, konnte an den Verstärkerausgang über einen Anpassungsübertrager ein Drehspulinstrument (maximaler Ausschlag 2,5 mA bei 50 Ohm innerem Widerstand) mit vorgeschaltetem Kupferoxydul-Gleichrichter angeschlossen werden. Diese Kombination wurde in Relativwerten geeicht durch Anlegen verschiedener bekannter Bruchteile einer konstanten Wechselspannung. Die gesamte Anordnung war durch entsprechende Maßnahmen gegen mechanische und elektromagnetische Störungen soweit als möglich geschützt. – Die Bestrahlungsfrequenz betrug im allgemeinen etwa 200 Hz.

Eine wesentliche Verbesserung der Anordnung wurde durch Anwendung einer anderen

lichte Versuche über eine eventuelle Widerstandsbeeinflussung guter Leiter durch Röntgenstrahlen ausführte. Dabei konnte ein solcher Effekt nicht mit Sicherheit festgestellt werden.

1) Vgl. hierzu den Zusatz bei der Korrektur.

Folienform erreicht. Da bei Verwendung der von Majorana benutzten breiten Folien der Effekt noch in der Nähe der Empfindlichkeitsschwelle lag, wurde zu schmalen Folien (bis zu 150 $\mu$ Breite herab) übergegangen. Zur Variation der Folienbreite wurde eine Leiter aus einer 10 $\mu$ dicken Folie von fünf verschiedenen Breiten zwischen 0,45 und 6,25 mm benutzt, die bei konstantem Stromdurchgang vor der quadratischen Bestrahlungsblende verschoben werden konnte. Mit der beschriebenen Versuchsanordnung ließ sich der Effekt bei Verwendung einer Wolfram-Punktlampe von nur 110 Watt in guter Zimmerlautstärke im Lautsprecher demonstrieren.

Herrn Prof. Dr. A. Eucken und Herrn Dr. L. Bewilogua danke ich herzlich für klärende Diskussionen.

Zusatz bei der Korrektur: Nach Einsendung des Manuskriptes der obigen Arbeit wurde mir eine neue Veröffentlichung Majoranas über das gleiche Thema bekannt (Compt. Rend. 195, 1258, 1932). Da Majorana in dieser Arbeit (im Gegensatz zu der früheren und zu den hier beschriebenen Versuchen) ausschließlich durchsichtige, also extrem dünne Platinfolien benutzt hat, sind die neuerdings von ihm erhaltenen Ergebnisse nicht ohne weiteres mit den bisherigen vergleichbar. Während ich den Nachweis erbracht zu haben glaube, daß der Effekt bei dickeren Folien ausschließlich thermischer Natur ist, kann bei extrem dünnen Folien die Mitwirkung einer photoelektrischen Widerstandsänderung vielleicht nicht als völlig ausgeschlossen, wenn auch als nicht sehr wahrscheinlich bezeichnet werden. Z. B. zeigt die im Gegensatz zu der ersten Arbeit jetzt festgestellte Abhängigkeit des Effektes von der Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers, daß auch hier der thermische Effekt mindestens bei weitem überwiegt. Majorana extrapoliert nun auf die Strömungsgeschwindigkeit unendlich; da in diesem Falle der thermische Effekt ausgeschaltet sein müsse, schließt er, daß der erhaltene Grenzwert rein photoelektrischer Natur sei. Indessen erscheint es zweifelhaft, ob eine derartige Extrapolation überhaupt zulässig ist, da sich in unmittelbarer Nachbarschaft der Folie stets eine vollkommen ruhende Wasserschicht befindet, so daß die Folie immer noch endliche, wenn auch kleine Temperaturschwingungen zeigen wird.

Göttingen, Phys.-Chem. Institut der Universität.

(Eingegangen 27. Dezember 1932.)

## Antwort auf die Bemerkung des Herrn Etzrodt.

Von Q. Majorana.

Die Beobachtungen des Herrn Etzrodt gründen sich auf der Annahme, daß eine Metall-Lamelle, die in regelmäßigen Intervallen von Licht getroffen wird, sich erwärmt und folglich eine Änderung des elektrischen Widerstandes erleiden sollte. An diesem Effekt habe ich nie gezweifelt, wie ich auch in meiner Arbeit betont habe. Die Frage ist im Gegenteil die, genau festzustellen, ob sich einer solchen Änderung des Widerstandes nicht noch ein direkter Effekt des Lichtes überlagert. Herr Etzrodt hat nicht untersucht, welches die Richtung der Änderung des Widerstandes ist, wie ich es mittels des Quecksilberstrahles und der rotierenden Scheiben mit den sinusförmigen Zinken getan habe. Seine Schlußfolgerungen sind daher mehr eine Annahme (wenn auch vielleicht erhärtet durch die Kleinheit des Effektes bei Konstantan) als ein exakter experimenteller Beweis. Im übrigen hat er sich begnügt, bei seinen Experimenten das Licht mit einer Frequenz von maximal 200 Hertz zu unterbrechen. In meiner zitierten Arbeit habe ich bereits mit 500 Hertz gearbeitet und neuerdings ist es mir sogar möglich geworden, die Frequenz bis etwa 16000 Hertz zu erhöhen.

Damit will ich nicht sagen, daß der absolute Beweis für die Existenz des neuen photoelektrischen Effektes geliefert ist, aber es scheint mir, daß er zumindest im Moment nicht ausgeschlossen werden kann. Wenn er existiert, und sei es auch nur in sehr kleinem Maße, so bietet er doch immerhin ein Interesse, die Richtung und die Intensität bei verschiedenen Metallen und bei verschiedenen Wellenlängen zu untersuchen.

(Eingegangen 4. März 1933.)

## Zur Herstellung dünner, freier Metallhäutchen.

Von C. Müller.

In seiner schönen Untersuchung über die optischen und lichtelektrischen Eigenschaften dünner Metallschichten hat Herr R. Schulze in der Physik. Zeitschr. 34, 27—29, 1933 auch einen umfassenden Überblick über die Verfahren zur Gewinnung dünner, freier Metallhäutchen zu geben sich bemüht und kurz auch meiner Parallelarbeiten, Folien durch Kathodenzerstäubung weiter zu verfeinern, in einer Anmerkung gedacht. Es sei mir gestattet, hierzu noch ein Ergänzungsverfahren allgemein bekannt zu ge-

ben, das ich in meiner Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Karl Mey insbesondere bei dem schwieriger zu verdampfenden und zu zerstäubenden Nickel mit Erfolg angewandt habe. Es besteht darin, Nickelhäutchen durch Einwirkenlassen von Kohlenoxyd in gasförmiges Nickelcarbonyl überzuführen. Analoges ist für Eisen möglich. Wir haben hiernach im Jahr 1925 durch diese Art trockener Materialabtragung, die gegenüber nassen Ätzprozessen das gefährliche Trocknen umgeht, sowohl äußerst dünne einheitliche freie Nickelfolien weiter verfeinert, wie auch aus ganz dünn vergoldeten Nickelhäutchen (Verbundfolie), durch gasförmige Abtragung der Nickelgrundlage besonders dünne Goldhäutchen hergestellt. Auch die verschieden leichte Verdampfung der Bestandteile geeigneter Verbundfolien läßt sich ähnlich verwerten. Im Zusammenhang hiermit möchte ich zur Schulzeschen Anm. auf S. 29 als Beleg dafür, daß meine 1931 erfolgte Mitteilung an Herrn R. Schulze keine Mitteilung post festum war, beiläufig kurz erwähnen, daß das Prinzip der Materialabtragung durch Kathodenzerstäubung, Verdampfung, gasförmige Verbindungen samt dem Hinweis auf die fortlaufende Beobachtungsmöglichkeit des Verfeinerungsvorgangs schon in meiner nicht weiter verfolgten deutschen Pat.-Anm. M 102 444 VI/48b vom 6. Dezember 1927 niedergelegt war und daß auch mein Assistent, Herr Dr. Frisch, 1928 in der PTR auf meine Anregung die Folienverdünnung durch Kathodenzerstäubung in Angriff genommen hatte. Infolge anderer dringender Arbeiten und meiner 1929 einsetzenden langen Erkrankung mußten die geplanten optischen Untersuchungen damals unterbleiben.

Bezüglich der von Herrn R. Schulze aus breiterer Durchleuchtung größerer Folienflächen erschlossenen Minimaldicke (2 $\mu\mu$) dürfte noch eine photoelektrische Oberflächenkontrolle mit möglichst punktueller mikroskopischer Durchtastung, sowie eine photogrammetrische und röntgenographische Strukturuntersuchung während verschiedener Verfeinerungsstufen empfehlenswert sein. Denn es besteht immerhin angesichts der Aufrauhung, welche Elektroden bei Kathodenzerstäubung oder elektrolytischer Materialabtragung erfahren, die Möglichkeit, daß die nach weitgehender Verfeinerung (auf ein Fünfzigstel der ursprünglichen Dicke) übrig gebliebenen Restschichten eine gitterartige Struktur statt homogener Atomverteilung besaßen. Diesbezügliche Untersuchungen sind, sobald Zeit verfügbar, in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geplant.

(Eingegangen 17. Februar 1933.)

# BESPRECHUNGEN.

**H. von Baravalle, Zahlen für jedermann, insbesondere für den Physikunterricht.** 148 S. Stuttgart 1932. Franckhsche Verlagsbuchhandlung. Geh. RM 2.80.

Das Buch von B. ist kein bloßes Tabellarium, sondern hat sich die verdienstvolle Aufgabe gestellt, der oft so starr erscheinenden Zahlenwelt der Physik und Technik Leben zu geben. Das ist weitgehend erreicht durch Mitberücksichtigung der Zahlen aus der mehr praktischen Umgebung, durch deren zweckmäßige Anordnung, durch Pflege der Größenvorstellung und durch entsprechende Aufgaben im Anhang. Alles das zusammen hat die Folge, daß sich diese Tabellen regelrecht und dazu mit Interesse „lesen" lassen. Zudem bieten sie wertvolles Aufgabenmaterial.

Zu wünschen bleibt eine stärkere Verwendung der graphischen Darstellung und Anordnung der Zahlen aus der Atomistik in der üblichen Tafeldarstellung des periodischen Systems. Ist doch gerade diese eine Musterdarstellung für das innere Gesetz der Zahlen. Viohl.

**P. W. Bridgman, Dimensional Analysis.** Revised Edition. Gr.-8°. III u. 113 S. New Haven, Yale University Press. (London 1931. Humphrey Milford; Leipzig C 1, Bartels Hof, Markt 8.) Geb. 24.— sh.

— **Theorie der physikalischen Dimensionen.** Ähnlichkeitsbetrachtungen in der Physik. Deutsche Ausgabe, hrsg. von H. Holl. 8°. VI und 117 S. Leipzig und Berlin 1932. B. G. Teubner. Geb. RM 6.80.

Es ist für die Ausbildung des Physikers von nicht zu unterschätzender Bedeutung, ihn beizeiten auf die Bedeutung der Dimensionsbetrachtungen nachdrücklich hinzuweisen. Dem Ingenieur sind sie in der Form der „Modellregeln" geläufig; aber auch der Physiker kann nicht bloß zur Kontrolle seiner Ergebnisse, sondern auch heuristisch in Gebieten, die einer erschöpfenden theoretischen Durchdringung noch nicht zugänglich sind, sehr nützlich von Dimensionsbetrachtungen Gebrauch machen. So erscheint es sehr zu begrüßen, daß Bridgman es unternommen hat, die Grundgedanken nebst zahlreichen Anwendungsbeispielen in einem sehr anregend geschriebenen Büchlein niederzulegen, und daß der Verlag Teubner eine deutsche Ausgabe, besorgt von H. Holl, herausgebracht hat.

Die an sich etwas trockene Materie wird durch die geistvollen, oft polemischen Aperçus Bridgmans (z. B. zu einem gewissen, von Eddington einmal vertretenen Mystizismus) in köstlicher

Weise gewürzt. Bridgman bekennt sich hier zu einem extremen „Realismus".

Die Übersetzung ist flüssig geschrieben und befriedigt — von Kleinigkeiten abgesehen — auch dem Sinn nach völlig. Der Referent möchte sich nur gegen den Ausdruck „Dimensionskonstante" wenden und sich für „dimensionierte Konstante" aussprechen. (Bei der „Gravitationskonstante" handelt es sich um die „Konstante der Gravitation", hier aber nicht um die „Konstante der Dimension"!)

Man kann dem Original und seiner Übersetzung weiteste Verbreitung wünschen. L. Schiller.

---

**G. Dußler, Spiel und Spielzeug im Physikunterricht.** Beihefte der Unterr. Bl. Heft 13. 79 S. Mit 169 Fig. auf 26 Tafeln. Frankfurt a. M. 1932. Verlag Otto Salle. RM 2.80.

Diese aus einer Dissertation hervorgegangene Schrift ist die erste und einzige Monographie dieses so interessanten Gebietes. In zwanzigjähriger Sammeltätigkeit hat der Verfasser das ungemein umfangreiche Material auf seinen physikalischen Gehalt hin gesichtet. Dabei zeigt sich, daß so manches Stück dem Vortrag oder den Übungen erfreuliche Impulse zu geben vermöchte, ist doch der physikalische Kern nicht selten wohl versteckt und geeignet, die Findigkeit und physikalisches Denken anzuregen.

Man muß dem Verfasser Dank wissen für die Bereicherung, die der Unterricht durch diese gediegene Schrift erfahren kann, und dem Verlag für die preiswerte Herstellung bei 26 Figurentafeln! Die lose Beigabe dieser Tafeln in einer Tasche würde das Lesen angenehm erleichtern. Viohl.

---

**Exposés de Physique Theorique.** Publiés sous la direction de M. Louis de Broglie. Paris. Herrmann & Cie.

Die seit 1932 erscheinende Sammlung soll in zwanglos erscheinenden Heften zusammenfassende Berichte über Probleme der theoretischen Physik bringen. Sie wird auch außerhalb Frankreichs um so lebhafter begrüßt werden, als sie dem Physiker das Studium der oft schwer zugänglichen französischen Literatur sehr erleichtert. Bisher sind folgende Hefte erschienen:

I. Louis de Broglie, Sur une forme plus restrictive des relations d'incertidute (d'après M. Landau et Peierls). 24 S. Paris 1932. Preis: Fr. 6.—.

Das Heft enthält einen vom Verfasser kommentierten Bericht über eine kritische Diskussion der Unbestimmtheitsrelationen in der relativistischen Quantentheorie, welche von Landau und Peierls (Zeitschr. f. Phys. **69**, 56, 1931) versucht wurde.

II. Irène Curie et F. Joliot, L'existence du neutron. 22 S. Paris 1932. Preis: Fr. 6.—.

Das Bändchen enthält die erste eingehendere authentische Darstellung der experimentellen Resultate der Verfasser, welche zu der bedeutungsvollen Entdeckung des Neutrons geführt haben, und der ersten orientierenden quantitativen Messungen über das Verhalten der neuen Strahlenart.

III. Jeans-Louis Destouches, État actuel de la théorie du neutron. 68 S. Paris 1932. Preis: Fr. 18.—.

Der Bericht beschäftigt sich mit den theoretischen Überlegungen, welche an die Entdeckung des Neutrons anknüpfen: Struktur des Neutrons, Rolle des Neutrons im Bau des Kerns, Stoßprozesse zwischen Neutronen, Atomkernen und Elektronen, Durchgang von Neutronen durch Materie.

IV. Salomon Rosenblum, Origine des rayons gamma. 37 S. Paris 1932. Preis: Fr. 12.—.

Verfasser referiert über die von ihm entwickelte Methode der magnetischen Analyse der $\alpha$-Strahlen, welche zu der Feststellung geführt hat, daß die früher als homogen angesehene $\alpha$-Strahlung mehrerer radioaktiver Substanzen eine sogenannte Feinstruktur aufweist. Die Messungen gestatten Aussagen über angeregte Kernniveaus und stehen in enger Beziehung zur Emission der $\gamma$-Strahlung.

V. André George, Mécanique quantique et causalité (d'après M. Fermi). 18 S. Paris 1932. Preis: Fr. 6.—.

Das Heft enthält ein Referat über eine Untersuchung von E. Fermi (Nuovo Cimento, n. s. VII, **10**, 361, 1930) über die Kausalität in der Quantenmechanik nebst Kommentaren von L. de Broglie.

G. Beck.

---

**Handbuch der Physik.** Herausgegeb. von H. Geiger und Karl Scheel. 2. Aufl. Band XXII. Zweiter Teil: Negative und positive Strahlen. Bearbeitet von . . . Redigiert von H. Geiger. 8°. 364 S. Mit 345 Abb. Berlin 1933. Julius Springer. Brosch. RM 32.—, geb. RM 34.70.

1. Kapitel: Durchgang von Elektronen durch Materie. Von W. Bothe. Der Artikel behandelt in gleichmäßiger Weise die experimentellen, der quantitativen Untersuchung dienenden Methoden und die theoretischen Vorstellungen, welche den besprochenen Erscheinungen zugrunde zu legen sind, und gibt so ein ausgezeichnetes Bild vom heutigen Stand des Problems. Behandelt werden die Zerstreuung, Bremsung, Absorption schneller Elektronenstrahlen sowie die von ihnen hervorgerufene Ionisation und Sekundärstrahlung. Es fehlt jedoch ein Hinweis auf die wichtige Anwendung, welche die Theorie dieser Erscheinungen bei der Diskussion der Ultrastrahlung gefunden hat.

2. Kapitel: Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie. Von E. Rüchardt. Die Behandlung dieses Gebiets bezieht sich mit Rücksicht auf den Umstand, daß unsere theoretische Kenntnis der Wechselwirkung von Atomen und Ionen noch sehr mangelhaft ist, in erster Linie auf eine ausführliche Darstellung der experimentellen Methoden und Resultate. Die seit dem Erscheinen der 1. Auflage hinzugekommene neuere Literatur ist eingehend berücksichtigt worden. Die Darstellung umfaßt: Zusammensetzung, Umladung, Ionisationsvermögen, Bremsung, Absorption und Zerstreuung von Kanalstrahlen.

3. Kapitel: Durchgang von $\alpha$-Strahlen durch Materie. Von H. Geiger. Der Artikel behandelt die Methoden zur Beobachtung der $\alpha$-Strahlen, die Reichweite-Geschwindigkeitsbeziehung, das Ionisierungsvermögen und die Streuung

von α-Strahlen, ferner beschäftigt sich der Anhang mit den radioaktiven Rückstoßstrahlen. Die seit Erscheinen der 1. Auflage neu hinzugekommene Literatur hat eine ausführliche Berücksichtigung erfahren, so daß der Artikel das heute bekannte Material außerordentlich zuverlässig und erschöpfend darstellt. Der Leser wird vielleicht zuweilen bedauern, daß Verfasser davon abgesehen hat, manchmal auch kurz auf die Deutung einzelner Erscheinungen einzugehen, welche das Verständnis sehr erleichtern könnte, insbesondere bei der Besprechung der α-Strahlgruppen.

4. Kapitel: Der Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Elektronen und langsamen Ionen. Von C. Ramsauer und R. Kollath. Im ersten Teil geben Verfasser eine Übersicht über die Meßmethoden und Meßresultate, welche sich auf die heute gewöhnlich als Ramsauer-Effekt bezeichneten Erscheinungen beziehen. Außer auf die Wirkungsquerschnittsbestimmungen an Atomen und Molekülen wird auch auf die neueren Resultate über die Richtungsverteilung der gestreuten Elektronen eingegangen. — Der zweite Teil behandelt den Durchgang von langsamen Wasserstoff-Alkali- und Edelgasionen durch Gase.

5. Kapitel: Beugung von Materiestrahlen. Von R. Frisch und O. Stern. Es wird in knappem Rahmen eine kritische Diskussion der verschiedenen Meßresultate über Elektroneninterferenzen sowie der neuen Versuche über die Beugung von Molekularstrahlen an Kristalloberflächen gegeben. Insbesondere der letzte Teil bringt erstmalig eine willkommene Zusammenfassung der neueren Untersuchungen über dieses Gebiet.

Die beiden letzten Kapitel sind gegenüber der ersten Auflage des Handbuchs neu hinzugekommen. G. Beck.

**L. S. Ornstein, W. J. H. Moll und H. C. Burger, Objektive Spektralphotometrie.** (Sammlung Vieweg, Heft 108/109.) 8°. VI, 146 S. Mit 75 Abb. Braunschweig 1932. Friedr. Vieweg & Sohn. RM 10.80.

Es ist bekannt, daß die Physiker des Utrechter Instituts im letzten Jahrzehnt die experimentellen Methoden der objektiven Spektralphotometrie wesentlich verbessert haben. Wenn man sich in dieses, besonders für atomphysikalische Fragen höchst wichtige Gebiet einarbeiten wollte, war man bisher auf den zusammenfassenden Bericht von Dorgelo (Physik. Zeitschr., 1925) und auf das Studium der zahlreichen, aus der Utrechter Schule stammenden Veröffentlichungen angewiesen. Es ist deshalb sehr zu begrüßen, daß Ornstein, Moll und Burger nun den Schatz ihrer Erfahrungen allgemein zugänglich gemacht haben. Das Buch behandelt in Kapitel I die thermoelektrische Spektralphotometrie, besonders das Element und das Galvanometer von Moll, ferner das Relais von Moll und Burger; in Kapitel II besonders die lichtelektrische Zelle und eine geeignete Verstärkerschaltung; in den Kapiteln III bis VI die photographische Photometrie, die ja am meisten verwendet wird: Schwärzungsgesetze, Registrierphotometer, Intensitätsmessungen bei kleinen und bei großen Wellenlängenunterschieden. Kapitel VII bringt die absolute Intensitätsmessung einer monochromatischen Strahlung, Kapitel VIII spezielle, für das Thema wichtige Eigenschaften der zu der Untersuchung benützten Prismen-, Gitter- oder Interferenzspektrographen. In dem kurzen Kapitel IX endlich wird die Deutung der Meßergebnisse vom atomphysikalischen Standpunkte aus diskutiert.

Das fesselnd und klar geschriebene Buch wird sicher zahlreichen Physikern die Wege in dieses wichtige Arbeitsgebiet ebnen. — Nur mit einem Punkt ist der Referent nicht einverstanden: Die Verfasser betonen zwar in der Vorrede, daß sie nicht versuchten, vollständig zu sein, sondern den Nachdruck auf die Gebiete legten, auf denen sie persönliche Erfahrung besitzen. Es ist ja auch tatsächlich für einen Autor immer mißlich, wenn er Apparate und Methoden beschreiben soll, mit denen er selbst noch nicht gearbeitet hat. Aber dann sollte aus dem Titel zu ersehen sein, daß das Buch wesentlich nur von den Arbeiten des eigenen Laboratoriums handelt, damit der Leser nicht ein falsches Bild von dem vorliegenden Material gewinnt. Es mögen drei Belege dafür angeführt werden: C. Müller hat (Naturwiss. **19**, 416, 1931) Thermoelemente hergestellt, welche nach seinen Angaben die von Moll „an Empfindlichkeit und Anzeigegeschwindigkeit erheblich übertreffen". Weder diese Elemente noch die anscheinend auch sehr empfindlichen von C. H. Cartwright (Rev. of Sc. Instr. **1**, 602, 1930) oder die von F. A. Firestone (ebenda, S. 630) werden erwähnt. Ebenso vermißt man in § 23 die von R. v. Hirsch und M. Schön (Zeitschr. f. Astrophys. **1**, 164, 1930) angegebene Blende, die mit noch einfacheren Mitteln als den im Buch angegebenen eine gesetzmäßige Intensitätsabnahme längs einer Spektrallinie bewirkt. — Bekanntlich baut Zeiss ein Registrier-Mikrophotometer, das dem Instrument von Moll mindestens ebenbürtig sein dürfte. Während die Beschreibung des letztgenannten acht Seiten einnimmt, findet man über jenes lediglich die Angabe: „Der von Zeiss in seinem Mikrophotometer angewandte Hebelmechanismus scheint einfacher im Prinzip als in der Ausführung." — Ist nicht auch die für das Instrument von Moll benötigte, bis auf 1 $\mu$ genaue Schraube „einfacher im Prinzip als in der Ausführung"? v. Angerer.

**Cl. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik.** In drei Bänden. III. Band, 1. Teil. Elektrodynamik und Optik. Gr.-8°. VIII u. 918 S. Mit 235 Fig. Berlin und Leipzig 1932. W. de Gruyter & Co. RM 37.50, geb. RM 40.—.

Wer die beiden ersten Bände (Mechanik der Punkte, starren Körper und Kontinua — Theorie der Wärme, molekular-kinetische Theorie der Materie) der Schaeferschen Einführung kennt, geht mit ganz bestimmten hohen Erwartungen an den neu erschienenen Teil heran. Er dürfte sie vollauf erfüllt finden: Die Sprache ist nicht nur klar, sondern auch einfach und dem Anfänger verständlich. Der gedankliche Zusammenhang ist sorgfältig herausgearbeitet; auf Schwierigkeiten, die in den eingeführten Begriffen liegen, wird sogleich hingewiesen. Die Formulierung der Gesetze geschieht nicht nur in Gleichungen, sondern auch ebenso sauber in gewöhnlicher Sprache. Bei mathematischen Umformungen wird der physikalische Sinn deutlich gemacht; Rechnungen werden stets ausführlich angegeben. Natürlich muß ein solches Buch einen nicht geringen Umfang erhalten.

In den ersten vier Kapiteln wird der induktive Weg aufgezeigt, der zur Maxwellschen Theorie führt, ausgehend von den für Punktladungen und lineare Leiter ausgesprochenen empirischen Gesetzen: dem Coulombschen, Ohmschen, Jouleschen, Biot-Savartschen Gesetz und dem Faradayschen Induktionsgesetz. Im einzelnen erfreut z. B. die klare Formulierung der Auffassung von der Polarisation der Dielektrika als einer anderen Interpretation eines schon mit den Begriffen Feldstärke und dielektrischer Verschiebung gefaßten Zusammenhangs oder die Betonung der Unterschiede des elektrostatischen Feldes und des magnetostatischen. Zwei weitere Kapitel bringen dann die deduktiven Folgerungen aus der Maxwellschen Theorie über die quasistationären Ströme und die elektromagnetischen Wellen. Auch die Kapitel 6 bis 11, die die Optik einer monochromatischen Welle behandeln — Optik in isotropen durchsichtigen Medien, in Metallen und Kristallen, Interferenz, geometrische Optik und Beugung — sind weitgehend deduktiv aufgebaut (mit der bekannten Erweiterung der Maxwellschen Gleichungen bei anisotropen Medien). So erscheint die geometrische Optik als Grenzfall der Wellenoptik; Einzelheiten, wie etwa Linsen, optische Instrumente und dgl. werden nicht behandelt. In der Theorie der Beugung muß allerdings wegen der Schwierigkeit der Aufgaben die streng deduktive Darstellung verlassen werden. Es kommen jetzt die besonders interessanten Kapitel (12 und 13), in denen einerseits die atomistische Struktur der Materie — in der Dispersionstheorie — andererseits die Thermodynamik — in der Strahlungstheorie — berücksichtigt werden. Beide beschränken sich im wesentlichen auf die klassische (d. h. nichtquantentheoretische) Behandlung. Den Schluß des Buches bildet ein Abriß der speziellen Relativitätstheorie und ein Ausblick auf die Einsteinsche Gravitationstheorie.

Eine Kleinigkeit: Beim Induktionsgesetz, Gleichung (13) S. 243 ist nicht gezeigt, daß die Konstante $c$ dieselbe Bedeutung hat wie die (Weber-Kohlrauschsche) Konstante $c$ für das Magnetfeld eines Stromes. Es wäre dazu eine Energiebetrachtung nötig.

Der zweite Teil des dritten Bandes soll Atom- und Quantenphysik behandeln; möge der Verfasser ihn uns bald und in gleicher Güte bescheren wie die Teile, die der klassischen Physik gewidmet sind.

F. Hund.

---

**W. H. Westphal, Physik.** Ein Lehrbuch für Studierende an den Universitäten und Technischen Hochschulen. 3. Aufl. Mit 503 Abb. XV und 596 S. Berlin 1933. Julius Springer.

Unter den heutigen Physiklehrbüchern für Studierende des ersten Semesters steht das vorliegende an einer der ersten Stellen. Es ist daher auch nicht zu verwundern, daß schon wieder eine Neuauflage nötig wurde. Gegenüber der ersten und zweiten Auflage (vgl. d. Zeitschr. **31**, 341, 1930) ist die dritte in manchen Punkten wesentlich verbessert und ergänzt worden. Daß diese Neubearbeitung nicht nur eine oberflächliche ist, zeigt schon die Neuordnung des Stoffes in eine kleinere Zahl von umfassenderen Kapiteln; besonders weitgehend werden hiervon die Abschnitte über Elektrizität und Quantentheorie betroffen, die vollkommen neu disponiert wurden. Aber auch im Text selber ist die erfolgreiche Suche nach immer größerer Klarheit und Prägnanz zu merken. Die neuen Ergebnisse der Forschung sind, soweit sie von allgemeinerer Bedeutung sind, mit verarbeitet worden. In der Frage der Beibehaltung der verschiedenen Maßsysteme darf man vielleicht dem Autor beipflichten, besonders da in der Tat durch zahlreiche Umrechnungstabellen die Schwierigkeiten auf diesem Gebiete für die Studierenden auf ein Mindestmaß reduziert werden. — Für eine zukünftige Auflage wäre zu erwägen, ob nicht in Anbetracht der großen Bedeutung für die heutige Technik, das Kapitel über Hydrodynamik einer wesentlichen Erweiterung bedürftig wäre, vielleicht auf Kosten der „einfachen mechanischen Maschinen" (Hebel usw.).

Diese sorgfältige Neubearbeitung wird dem Buche neben den alten Freunden sicher viele neue gewinnen.

H. Sack.

---

## Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1933.

**Technische Hochschule Aachen.** **Starke:** Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 4. Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theorie der Wechselströme, 1; Theorie der Wärmestrahlung, 1; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Hoelper:** Allgemeine Klimatologie, 2; Instrumentenkunde, 14tägig, 2. — **Kirschbaum:** Photographie, 1, Übungen, 4; Seminaristisch-didaktische Übungen, für Fortgeschrittene, 2; Einführung in die Lehre der Röntgenstrahlen, 2. — **Schmidt:** Ausgewählte Aufgaben der Wärmemeßtechnik, 6. —

**Universität Basel.** **Hagenbach:** Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8, für Mediziner (mit Wehrli), 2; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Elektrizitätstheorie, 5, Übungen, 1; Grundlagen der Wellenmechanik, 2, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 1. — **Zickendraht:** Magnetismus und praktische Anwendungen, 2; Messungen aus dem Gebiete der Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, 3. — **Zehnder:** Geschichte der Physik, 1; Physik des täglichen Lebens, 1. — **Wehrli:** Über die Bausteine der Atome: Ionen und Elektronen, 1. —

**Universität Berlin.** **Nernst:** Experimentalphysik I, 4; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner, Czerny, Sommer, Skaupy, Schumann und Orthmann), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 g. — **Orthmann:** Einführung in die

theoretische und messende Physik, mit Experimenten, 2. — **Schrödinger:** Quantentheorie, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 g; Physikalisches Proseminar (mit v. Laue und Pringsheim), $1^1/_2$; Besprechung neuerer Arbeiten der theoretischen Physik (mit Kallmann, London, Möglich und Szilard), 2 g. — **Hettner:** Feldphysik I, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1. — **Möglich:** Elementarphysik vom höheren Standpunkt I, 4, Übungen, 1; Theoretisch-physikalisches Proseminar, mit Lichtbildern, 2. — **v. Laue:** Einführung in die Wellenmechanik, 2. — **Pringsheim:** Experimentelle Grundlagen der atomistischen Theorie der Materie, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Paschen:** Neuere spektroskopische Forschungen, 2. — **Sommer:** Einführung in die Atomphysik, 1. — **Grotrian:** Theorie und Praxis spektroskopischer Instrumente, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4; Spektroskopische Forschungsarbeiten (mit Schüler), tägl. — **Beutler:** Spektrallinien und Atombau, 1. — **Byk:** Korrespondenz von klassischen und Quantenphänomenen, 2. — **London:** Korpuskulartheorie des Lichtes, 2. — **Henning:** Einführung in die allgemeine Mechanik, 2. — **Meißner:** Metallische Leitfähigkeit, einschließlich Supraleitung, mit Demonstrationen, 1 g. — **Weißenberg:** Elastizitäts- und Plastizitätstheorie, 1. — **Reichenheim:** Die elektrische Gasentladung und ihre Strahlen, 1. — **Trendelenburg:** Strahlung und Ausbreitung elektrischer Wellen, mit Lichtbildern, 1. — **Czerny:** Schwingungsvorgänge in der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Kiebitz:** Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der elektrischen Schwingungen, mit Lichtbildern, 1 g. — **Kolhörster:** Sonderfragen der Höhenstrahlungsforschung, 1; Die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung, 1; Arbeiten über Höhenstrahlung für Fortgeschrittene, tägl. — **Becker:** Ausgewählte Kapitel der praktischen und experimentellen Ballistik, 1; Übungen über experimentelle Ballistik und verwandte Fragen (mit Schumann), 1. — **Skaupy:** Lichttechnik II, 1. — **Wehnelt:** Physikalisches Anfängerpraktikum, 6, Ergänzungen, nach Verabredung g; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Experimentell-physikalische Arbeiten (mit Becker und Schumann), tägl. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Reichenbach:** Naturphilosophische Denker der Gegenwart, 1; Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung, 4; Naturphilosophisches Kolloquium, 2 g; Naturphilosophisches Seminar, 2. — **Gehrcke:** Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung, mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in den Naturwissenschaften, 2. — **Frl. Meitner:** Physikalisch-radioaktive Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten über Atomkernphysik (mit Kallmann, London, Philipp und Szilard), 2. — **Kallmann:** Experimentalarbeiten auf dem Gebiet der Physik und physikalischen Chemie, tägl. — **Schumann:** Übungen zur theoretischen Ballistik, 1. — **Eggert:** Grundlagen und Anwendungen der Photographie: Wissenschaftliche, Röntgen- und Farbenphotographie, Kinematographie einschließlich Tonfilm, Reproduktionstechnik, 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Scheffer:** Angewandte wissenschaftliche Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Verabredung, g; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Verabredung, g. — **Beck:** Photographisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 2 g. — **Defant:** Theoretische Meteorologie, 2. — **Robitzsch:** Die Bearbeitung und Diskussion aerologischer Messungsreihen, 1. — **Kölzer:** Atmosphärische Akustik, mit Lichtbildern, 1. — **Kähler:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1; Übungen aus dem Gebiete der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Leß:** Grundlagen für langfristige Wettervorhersagen, 1. — **Knoch:** Probleme der Lokal- und Mikroklimatologie, 1. — **Bartels:** Einflüsse der Sonne auf geophysikalische Vorgänge, 1. — **v. Ficker:** Meteorologisches Kolloquium (mit Defant), 2 g; Anleitung zu meteorologisch-klimatologischen Arbeiten (mit Knoch), tägl. g. — **König:** Übungen im Zeichnen und Gebrauch der Wetterkarte, 2. —

**Technische Hochschule Berlin.** **Hertz:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 8; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Kolloquium über neuere Probleme der Physik und Chemie (mit Volmer und Becker), 14tägig, 2 g; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Becker, Cranz, Engl, Korn, Leithäuser, Pirani, Seegert, Schachenmeier, Schulz, Volmer und Weidert), $1^1/_2$ g. — **Becker:** Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2 g; Theorie der Elektrizität, 5. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 16; Ergänzungen zu den physikalischen Übungen für Anfänger, 5. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Cranz:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, $1^1/_2$; Übungen zur technischen Physik, 4; Seminar für technische Physik, 1. — **N. N.:** Physik der plastischen Deformation, 2. — **Wigner:** Grundlagen der Quantenmechanik, 3. — **Rupp:** Glühelektrische Erscheinungen, 1. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, halbtägig. — **Kaßner:** Verteilung der Niederschläge auf der Erde nach Ursache, Menge und Häufigkeit, 1; Einführung in die Klimakunde, besonders für Ingenieurwerke im In- und Auslande, 1. — **Korn:** Funktionentheorie für Elektrotechniker, 4; Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität, 1. — **Wallot:** Magnetische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen, 1. — **Hergesell:** Erforschung der Atmosphäre durch Registrierballone, mit Übungen, nach Verabredung. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Schwerkraft und Isostasie, Physik des Meeres, Gezeiten, Physik der Atmosphäre, 2; Geophysikalische Übungen im Gelände (mit Reich), mit Übungen, nach Verabredung. — **Engl:** Verstärkungseinrichtungen, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Verabredung. — **Pirani:** Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme, mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden I, 2. — **Schröter:** Gleichrichter- und Ventilröhren, 1; Die Glimmentladungen in der Technik, 1. — **Frerichs:** Einführung in die Theorie der Linien- und Bandenspektra, 1. — **Weidert:** Geometrische Optik 2, Übungen, nach Verabredung, g; Seminar für optisches Rechnen, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente, 2, Übungen, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Schulz:** Refraktometrie und Polarimetrie, 1. — **Seegert:** Entwicklung, Methoden und Ergebnisse der modernen Spektroskopie, 1. — **Picht:** Beugungstheorie optischer Systeme, 2; Methoden zur Prüfung optischer Systeme, 1. — **Herrmann:** Aufbau der

Materie als Ergebnis der Röntgen-Strukturforschung, 2; Röntgen-Strukturuntersuchungen, tägl.; Kleines röntgenographisches Praktikum, 5. —

**Universität Bern.** **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Verabredung, g. — **Gruner:** Mechanik, 4; Quantentheorie, 3; Vektoranalysis und Potentialtheorie, 2; Seminar für theoretische Physik (mit König), nach Verabredung. — **Koestler:** Grundprobleme der theoretischen Wechselstromtechnik, 1—2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik: Anwendungen der Elastizitätslehre, 1—2; Ausgewählte Kapitel der angewandten Mathematik, 1—2. — **König:** Ausgewählte Probleme der physikalischen Meßtechnik, 1. —

**Universität Bonn.** **Konen:** Experimentelle Elektrizitätslehre, 3; Experimentelle Optik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger (mit Szivessy), halbtägig, für Fortgeschrittene, tägl.; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Wever, Schmitz und Dreisch), 2 g. — **Pflüger:** Theorie des Lichtes, 4. — **Grebe:** Physik des Atoms und der Röntgenstrahlen, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Mechanik, mit besonderer Berücksichtigung der technischen Mechanik, 4; Grundlagen der physikalischen Meßverfahren und Meßmethoden, 1; Seminaristische Übungen: Grundlagen der mathematischen Physik (Feldphysik), 2. — **Wever:** Physikalisch-technische Exkursionen, g. — **Schmitz:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 1. — **Dreisch:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Atmosphäre, 1; Meteorologie, 2. —

**Technische Hochschule Braunschweig.** **Dießelhorst:** Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2, III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. — **Koppe:** Messungen an Luftfahrzeugen, 1; Klima und Luftverkehr, 1; Übungen in Luftfahrtmeßtechnik, 2; Übungen in Flugmeteorologie, 2. — **Bergwitz:** Radioaktivität mit Anwendungen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Lübcke:** Akustik von Gebäuden und Schallstrahlung, 14tägig, 2; Akustische Meßmethoden, mit Übungen, 14tägig, 2; Technische Elektronik II: Elektronenröhren als Meßinstrument, 14tägig, 2, Übungen, nach Verabredung; Technisch-physikalische Arbeiten im Laboratorium, nach Verabredung. — **N. N.:** Spektroskopie und ihre Anwendung in Physik und Chemie, mit Übungen, 3; Seminar über moderne Probleme der Physik, 1; Kolloquium über Arbeiten aus dem Gebiet der Physik und allgemeine Chemie (mit Kangro, Krauß und Wittig), 14tägig, 2 g. —

**Universität Breslau.** **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben, Bergmann, Kohn), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben, Bergmann und Kohn), tägl.; Beugungsprobleme, 1 g; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing, Waetzmann), 2 g. — **Steubing:** Einführung in die Photographie, 1 g; Apparate und Methoden der Spektroskopie, 1; Photographische Übungen für Anfänger, 3; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht: Mechanik, Akustik, Wärme (mit Groß), 2. — **Reiche:** Thermodynamik, 5, Übungen, 1; Seminar über Quantentheorie, nach Verabredung, g. — **Jüttner:** Einführung in die theoretische Physik II, 2. — **Senftleben:** Kinetische Theorie der Materie und Elektrizität, 4, Übungen, 2. — **Bergmann:** Maß und Messen (Ergänzung zum Physikalischen Praktikum), 2. — **Frl. Kohn:** Grundlagen der Atomphysik II, 2. — **Groß:** Schulphysik I: Ausgewählte Kapitel aus Mechanik, Akustik, Wärme, 1; Methodik des Physikunterrichts in der höheren Schule, 1; Die Behandlung der modernen Technik im Physikunterricht in der höheren Schule, mit Experimenten und Vorführungen, 2. —

**Technische Hochschule Breslau.** **Waetzmann:** Experimentalphysik II, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3 und 2, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, 2. — **Groß:** Schulphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2; Methodik des Physikunterrichts, 1. —

**Technische Hochschule Brünn.** **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Geometrische Optik, Wärmelehre, Akustik, $3^1/_2$; Physikalisches Praktikum, 3; Geometrische Optik, 3; Ausgewählte Kapitel der neuesten theoretischen Physik, $1^1/_2$. — **Ondra:** Praktische Photographie I, 1, Übungen, 3, II, 1, Übungen, 1. — **Faigl:** Die philosophischen Grundlagen der Naturwissenschaften, 1. —

**Bergakademie Clausthal.** **Valentiner:** Experimentalphysik II: Wärme, Wellenlehre, Strahlung, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Besprechung der Aufgaben des physikalischen Praktikums, 1; Physikalisch-mathematisches Kolloquium (mit König), 2 g; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Becker:** Einführung in die technische Röntgenkunde, 1. — **Rössiger:** Geophysikalische Geländeübungen, 3; Geophysikalisches Seminar, 2. —

**Technische Hochschule Danzig.** **Buchwald:** Quantentheorie, 4, Übungen, 2 g; Arbeiten für Fortgeschrittene, täglich; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektrophysik, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Röntgenstrahlen und ihre Anwendungen, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, 3, II, für Fortgeschrittene, tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum, tägl.; Radio-Praktikum I und II, 4. — **Kossel:** Experimentalphysik II, 4, Ergänzungen: Überblick über die neueste Physik, 1; Kleines physikalisches Praktikum (mit Wolf), $6^1/_2$; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, tägl. — **Koschmieder:** Allgemeine Meteorologie, 2, Übungen, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2 g. — **Wolf:** Fortschritte auf dem Gebiete der Korpuskularstrahlen, 1; Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1. —

**Technische Hochschule Darmstadt.** **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Physikalisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Lion:** Luftelektrizität, 1. — **Zeißig:** Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Kolloquium in technischer Physik, 1 g; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Verabredung; Die Methoden der angewandten Geophysik, 3. — **Baerwald:** Theorie der Wärme II: Thermodynamik, 4, Seminar, 2. — **Knipping:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar für Fortgeschrittene, 1 g; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 1; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, ganztägig. — **Reutlinger:** Abschnitte aus der technischen Physik II: Mechanik, Akustik, 2 g; Meßmethoden und Meßgeräte der Wärmewirtschaft, 3; Die Elektronenröhren in der Meßtechnik, 2 g. — **Herzberg:** Atomphysik II, 2, Übungen, 1. — **Georgii:** Spezielle Flugmeteorologie, 2; Aerologie, 2; Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, Wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographisches Vollpraktikum, 15; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiete des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, 3; Einführung in die Kinematographie, mit Übungen, 1; Anwendungsgebiete der Analysen-Quarzlampe, mit Übungen, 1. —

**Universität Erlangen.** **Gudden:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 5, III, 2; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger, Rump und Kohl), 1 g; Übungen, 4, für Fortgeschrittene, 8; Übungen zu physikalischen Vorführungen, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger:** Theoretische Physik: Elektrizität, 4; Elektrotechnische Übungen (mit Kohl), 3; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1; Übungen im Messen der Röntgenstrahlen, 2. — **Kohl:** Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Elektrische Übungen für Fortgeschrittene, 20; Seminar: Elementare Physik, 1 g, Höhere Physik, 1 g. —

**Universität Frankfurt a. M.** **Meißner:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Ausgewählte Kapitel der höheren Experimentalphysik, 1; Die atomistische Struktur der Elektrizität (das Elektron), 1 g; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 4 und 2, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Madelung:** Mechanik der Kontinua, 4; Einführung in die Quantentheorie, 1; Seminar für theoretische Physik, nach Verabredung; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Lanczos:** Ausgewählte Kapitel der Wellenmechanik, 3. — **Mauz:** Erzeugung und Messung von Hochvakuum, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der Fluglehre, 1 g. — **Seddig:** Optische Meß- und Prüfverfahren, 14tägig, $1^1/_2$; Photographisches Praktikum, 6 oder 4; Photographisches Kolloquium, 14tägig, $1^1/_2$ g; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, ganztägig. — **Sachs:** Anwendung der Röntgenstrahlen, 1. — **Dessauer:** Einführung in die Hochspannungstechnik, mit Übungen, 2; Röntgentechnik, 1; Kolloquium über angewandte Physik und medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes (mit Rajewsky), 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene (mit Rajewsky), halb- und ganztägig; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Rajewsky:** Physik des Atomkernes, 1; Röntgenologie III: Meßtechnik und Dosimetrie der Röntgenstrahlen, 2; Röntgenologisches Praktikum, 3; Biophysikalisches Seminar (mit Wilhelmy), 14tägig, 2. — **Wilhelmy:** Technik der elektrischen Gasentladungen, 1. — **Linke:** Erdmagnetismus und Polarlicht, 2; Klimaschwankungen, 1 g; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Verabredung, g. — **Stüve:** Theoretische Meteorologie III: Dynamik der Zirkulationen, 2; Einführung in die dynamische Ozeanographie, 1; Meteorologisches Anfängerpraktikum, 2; Synoptisches Praktikum II, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, halbtägig. — **Mügge:** Synoptische Meteorologie: Wetterkunde, 3, Besprechung, 1; Einführung in seismische Methoden, 2. —

**Bergakademie Freiberg.** **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen, 2. — **Brion:** Elektrotechnik, 2; Elektrotechnische Übungen, 2; Elektrotechnisches Kolloquium, 1 g. — **Papperitz:** Aktuelle Probleme der mathematischen Physik, 1. —

**Universität Freiburg i. Br.** **Mie:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Fortgeschrittene I (mit Kast), 6, für Fortgeschrittene II: Technische Physik, 6; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 g. — **N. N.:** Experimentalphysik IIIa: Optik aller Wellenlängen, 3. — **Kast:** Technische Physik I, 3; Kompendium der Experimentalphysik, zugleich Einführung in das physikalische Praktikum, 2. — **Koenigsberger:** Einführung in die theoretische Physik, mit Übungen, 5; Einführung in die angewandte Geophysik, 1 nach Verabredung g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hammer:** Über Elektrizität in Gasen, 1. — **Lyon:** Photographische Meßmethoden, 1. — **Fröhlich:** Einführung in die Quantenmechanik, 3; Chemie und Quantentheorie, in elementarer Behandlung, 2. — **Klumb:** Spezielle Probleme der angewandten Physik: Die physikalischen Grundlagen der Balliotik, des Gasschutzes u. a. m., 2 g. —

**Universität Freiburg (Schweiz).** **Schmid:** Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 2; Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 3; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler und Pharmazeuten, 12; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Huber:** Mechanik der Continua, 3. — **Brasey:** Kathodenstrahlen, X-Strahlen, Konstitution der Materie, 2. —

**Universität Gießen.** **Gerthsen:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 3, für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 2. — **Jaffé:** Einführung in die theoretische Physik, 3. Übungen, 1; Wellenmechanik, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im Institut für theoretische Physik, tägl. — **Cermak:** Physikalisches Seminar für Lehramtskandidaten, 14tägig, $1^1/_2$; Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Metallische Stromleitung, 1. — **Uller:** Die Technik des elektrischen Gleichstroms, Maschinen- und Apparatebau, 2; Anleitung zu theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Lihotzky:** Spezielle optische Instrumente, 1 *g*. — **Georgii:** Allgemeine Meteorologie, 2. —

**Universität Göttingen.** **Franck:** Energieaustausch bei elementaren Stoßprozessen, 1; Physikalisches Praktikum, 4, für Physiker und Mathematiker, 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl und Reich), 2 *g*. — **Born:** Optik, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie (mit Weyl), 2 *g*. — **Pohl:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hilsch:** Ergänzungen zur Mechanik und Schwingungslehre, 1. — **Cario:** Experimentelle Einführung in die Atomphysik, 1; Physikalisches Proseminar (mit v. Hippel), mit Übungen, 2. — **Sponer:** Radioaktivität und Kernphysik, 2. — **v. Hippel:** Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten und festen Körpern, 1. — **Kuhn:** Atomspektren und periodisches System, 2. — **Hertz:** Einführung in die theoretische Physik und Vektorenrechnung, 4, Übungen, 1. — **Heitler:** Thermodynamik, 4, Übungen, 1. — **Nordheim:** Elektrische und magnetische Eigenschaften der Materie, 2. — **Küstner:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, ganztägig, *g*. — **Reich:** Angewandte Elektrizität I, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Prandtl:** Ausgewählte Abschnitte der Strömungslehre, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz, Schuler, Hohenemser und Flügge), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik, tägl. — **Kyropoulos:** Einkristalle, 1. — **Flügge:** Graphische Statik, mit Übungen, 4. — **Schuler:** Mechanikpraktikum, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Betz:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Angenheister:** Physik der Atmosphäre, 1 *g*; Dynamik des Erdkörpers: Erdbeben, Kontinent- und Polverschiebung, 1 *g*; Die Seismik und ihre Anwendung, 1; Geophysikalisches Praktikum: a) geodätisches, b) meteorologisches, $3^1/_2$ *g*; Geophysikalisches Seminar, 1 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **N. N.:** Geodäsie: Feld- und Landmessung, 1; Mathematische Ergänzungen, 1. —

**Technische Hochschule Graz.** **Kohlrausch:** Physik III: Elektrizität, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik; Physikalisches Praktikum, 6. —

**Universität Graz.** **Benndorf:** Experimentalphysik: Maß und Messen in der Physik, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Absolventen der Anfängerübungen, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic und Rumpf), 2. — **Rumpf:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus, 5. — **Rosenberg:** Methodik des Unterrichts in der Physik, 1; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 2. — **Radakovic:** Theorie der Strahlung, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Brell:** Elektronentheorie des metallischen Zustandes, 2. — **Wegener:** Anleitung zu meteorologischen Messungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 3. —

**Universität Greifswald.** **Krüger:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Praktikum der angewandten Elektrizitätslehre, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Reinkober), $1^1/_2$. — **Seeliger:** Theoretische Physik I: Mechanik und Hydrodynamik, mit schriftlichen Übungen, 3; Seminar: Strahlungstheorie, 14tägig, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Reinkober:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1; Physikalische Maßeinheiten und Meßmethoden: Elektrizität und Optik, 1; Die Physik im Heere, 1; Seminaristische Übungen (mit Schlomka), 2; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Schlomka:** Geophysikalische Aufschlußmethoden, 2. — **ten Bruggencate:** Relativitätstheorie mit Anwendungen auf astronomische Probleme, 3; Das astronomische Weltbild der Gegenwart, 1. —

**Universität Halle.** **Hoffmann:** Atome und Sterne, 1 *g*; Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Proseminar (mit Pose), 2; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Landwirte und Pharmazeuten, 2, für Mediziner, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl. — **Smekal:** Mechanik, 4; Elektrizitätsleitung nichtmetallischer Festkörper, 1; Seminar für theoretische Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 2. —

**Universität Hamburg.** **Koch:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Müller, Minkowski und Meyer), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos, Gordon, Minkowski und Meyer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz:** Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 1; Mechanik I, 4, Übungen, 14tägig, 2; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar, 2. — **Gordon:** Kinetische Gastheorie, 2. — **Goos:** Ergänzungen zum physikalischen Praktikum, mit Demonstrationen, 1. — **Estermann:** Physik und Technik des Hochvakuums, 2; Physikalisches Proseminar (mit Minkowski), 2. — **Meyer:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Röntgenstrahlen, mit Übungen, 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Möller:** Gleichstromtechnik mit Versuchen und Übungen, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 10; Technisch-physikalisches Praktikum, 10; Physikalisch-technisches Kolloquium, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, tägl.; Wärmekraftmaschinen, 1. — **Stern:** Physikalische Chemie III: Nernstsches

Theorem und Spezialfragen, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Estermann), tägl. außer Sonnabend; Physikalisch-chemische Übungen (mit Estermann), 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. — **Schott:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, $1^1/_2$. — **Jensen:** Sonnenstrahlung und Klima, 1; Die verschiedenen Strahlenarten in ihrer Bedeutung für die atmosphärischen Lichterscheinungen, 1. — **Tams:** Schwerkraft und Isostasie, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Schulz:** Der Stoffhaushalt des Meeres, 1; Praktikum über Gewinnung und Verarbeitung meereskundlicher Beobachtungen, 4; Meereskundliches Vortragsseminar, 14tägig, $1^1/_2$; Anleitung zu wissenschaftlichen meereskundlichen Arbeiten, nach Verabredung; Die deutschen Meere, ihre Küsten und Inseln. — **N. N.:** Aerologie: Physik der freien Atmosphäre, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vortragsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kuhlbrodt:** Praktische Übungen zum Wetterdienst und zur Klimatologie, $1^1/_2$; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der maritimen Meteorologie, nach Verabredung. —

**Technische Hochschule Hannover.** **Precht:** Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues), 2. — **Fues:** Theoretische Physik, 3, Übungen, 2; Sondergebiete der Physik, 1; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2. — **Seilkopf:** Flugmeteorologie: Allgemeine Flugmeteorologie, Flugmeteorologie der Ozeane und Festländer, 2. — **Herweg:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Photographisches Praktikum, 3; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium für Fortgeschrittene, 6, halb- und ganztägig. — **Hase:** Theorie und Praxis der Strahlungsmessung, 2; Praktikum für Wärmetechnik, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten für Wärmemeßtechnik, 6. —

**Universität Heidelberg.** **Bothe:** Einführung in die gesamte Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Schmidt), 3 und 6; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten mit Großpraktikum (mit Becker), tägl.; Physikalisches Seminar und Kolloquium (mit Becker), $1^1/_2$ g; Physikalische Vortragsabende (mit Hausser), 14tägig, $1^1/_2$. — **Becker:** Wärmetheorie, 4; Atommechanik, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, $1^1/_2$ g. — **Schmidt:** Radiologie: Elektromagnetische Strahlung, 2. — **Hausser:** Wissenschaftliche Arbeiten für medizinische Forschung, tägl.; Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Krehl, Kuhn und Meyerhof), 1. — **Peppler:** Synoptische Meteorologie, 2; Meteorologische Übungen, 1. —

**Universität Innsbruck.** **Lerch:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 g. — **Heß:** Wärmelehre, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Vorgeschrittener, 10. — **March:** Theorie der Wärme, 5; Seminarübungen, 2 g. — **Sonvico:** Wechselstromtechnik II, 2. — **Wagner:** Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie, 3; Physikalische Erdbebenkunde, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10 g. —

**Universität Jena.** **Wien:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Hanle), 3, 4 und 6, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Straubel, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos und Jentzsch), 2 g; **Joos:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3, Übungen, 1; Relativitätstheorie, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar für höhere Semester, 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Proseminar (mit Hanle), 1 g. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene III: Elektrizität, Wärme, 2; Gasentladungen, mit Demonstrationen, 1; Handfertigkeitspraktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 3. — **Wessel:** Quantenmechanik. — **Esau:** Gleichstromtechnik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **H. Müller:** Schalt- und Schwingungsvorgänge in Hochspannungskreisen, 2. — **Jentzsch:** Auge und Sehen: Physiologische Optik, 3; Praktikum der wissenschaftlichen Mikroskopie, 2; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 g. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, mit Praktikum, 3. — **Köhler:** Mikrophotographie, 1. — **Sieberg:** Neuere Arbeitsmethoden und Ergebnisse der Geophysik, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, g; Erdbebenkundliches Kolloquium, 14tägig, nach Verabredung g; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. g. — **Meißer:** Einführung in die Geophysik, 1. — **M. Müller:** Die Methoden der elektrischen Bodenforschung, 1. — **Hecker:** Geophysikalisches Praktikum: a) Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden (mit Meißer), 2 g, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden (mit Meißer) ,2 g; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Meißer), tägl. g. — **John:** Flugmeteorologie, 1; Meteorologisches Praktikum, 2 g. —

**Technische Hochschule Karlsruhe.** **Gaede:** Experimentalphysik B, 3; Physikalisches Laboratorium für Vorgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten nach Verabredung; Physikalisches Laboratorium, 14tägig, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel, Finkelnburg und Riede), 14tägig, 2. — **Weizel:** Theoretische Physik D: Elektrodynamik, Optik, 4; Moderne Gebiete der Physik: Struktur der Materie II für Fortgeschrittene, 2; Spektroskopische Übungen, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar über Struktur der Materie, 14tägig, 2. — **Peppler:** Allgemeine Klimatologie, die Klimate der Erde, 2; Meteorologische Übungen I, für Lehramtskandidaten, 2; Meteorologische Übungen, für Berufsmeteorologen, 2. — **Finkelnburg:** Einführung in die Probleme der Astrophysik, 1; Übungen zur Elektrodynamik (Theoretische Physik D), 1. — **Riede:** Technische Optik A: Geometrische Optik, 2; Berechnung optischer Systeme, 1. — **Weigel:** Grundzüge der Lichttechnik, 2, Übungen, 1; Grundzüge der Physiologischen Optik II, 2. —

**Universität Kiel.** **Rausch von Traubenberg:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Radioaktivität, 1 g; Physikalisches Praktikum,

für Anfänger (mit Zahn), 4, für Vorgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld, Klemperer, Martienssen und Zahn), $1^1/_2$ g. — **Zahn:** Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1; Einführung in das Physikalische Praktikum, 1; Forschungsarbeiten, tägl. — **Unsöld:** Optik, 4. Übungen, 1; Quantenmechanik II für Vorgeschrittene, $1^3/_4$; Seminar für theoretische Physik, 1 g. — **Martienssen:** Mechanische und elektrische Schwingungen und ihre Anwendung in der Technik, 2. — **Schmidt:** Übungen im Schulexperimentieren, 1. — **Klemperer:** Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen, 1. —

**Universität Köln.** **Rinkel:** Experimentalphysik I: Mechanik, Optik, Akustik, 4; Physikalisches Anfänger-Praktikum (mit Hiedemann), 7, für Fortgeschrittene, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Falkenhagen und Hiedemann), tägl. außer Freitag und Sonnabend; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Hiedemann), 3; Struktur der Materie: Besprechung aktueller Fragen aus der Physik (mit Falkenhagen und Hiedemann), 14tägig, 2 g. — **Foersterling:** Thermodynamik, 3, Übungen, 2; Experimentalphysik für Fortgeschrittene I: Mechanik, Wärme, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4; Wissenschaftliche Arbeiten im Institut für theoretische Physik, tägl.; Kolloquium über neuere physikalische Arbeiten (mit Rukop), 2 g. — **Rukop:** Gasentladungen, Glühelektroden, Hochvakuumtechnik, 4; Seminar, 1 g; Selbständige wissenschaftliche Untersuchungen, tägl. — **Falkenhagen:** Mathematische Probleme der Maxwellschen Theorie, 3; Ausgewählte Kapitel der Thermodynamik, 2; Einführung in die Quantenstatistik, 1; Physikalisches Rechenseminar für Anfänger, 2. — **Lassen:** Die elektrischen Eigenschaften von festen und flüssigen Körpern, 2. — **Hiedemann:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Physik der Flüssigkeiten und Gase, 2. — **Cremer:** Einführung in die Quantenmechanik, mit besonderer Berücksichtigung der gruppentheoretischen Grundlagen, 2. —

**Universität Königsberg.** **Kaufmann:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6 und 3; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 g; Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2 g. — **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 2, Übungen, 1. — **Stuart:** Experimentalphysik III: Optik, 3. — **Gans:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann), 14tägig, 2 g; Selbständige Arbeiten in experimenteller und theoretischer Physik für Fortgeschrittene, ganztägig; Übungen zur theoretischen Physik, 1 g. — **Kretschmann:** Einführung in die Mechanik der Massenpunkte und starren Körper, 4, Übungen, 1 g. — **Reichenbächer:** Theorie der Schwere: Allgemeine Relativitätstheorie, 2. — **Raethjen:** Wetter und Wettervorhersage, 1, Wetterkundliche Übungen, 1 g; Ergänzungen zur Dynamik und Thermodynamik der Atmosphäre, 1; Meteorologisches Praktikum mit Anleitung zu Messungen und Beobachtungen in der freien Atmosphäre, halbtägig; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten (mit Errulat), 2 g. — **Errulat:** Optik der Atmosphäre, 2; Geophysikalische Übungen, 3 g. —

**Universität Leipzig.** **Debye:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9, für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus), 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus), tägl.; Physikalisches Praktikum für Mediziner etc., 3; Seminar über die Arbeiten des Instituts, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Theorie der Atomkerne, 2; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund und Bloch), 2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund und Bloch), tägl. — **Hund:** Theoretische Physik III: Elektrizitätslehre, 4, Übungen, 1 g. — **Marx:** Lichtelektrizität, mit Experimenten, 2; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller:** Grundlagen der Luftfahrt und Flugtechnik, 2; Besprechung neuerer Arbeiten aus Strömungs- und Wärmelehre, 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Karolus:** Elektrotechnik II: Wechselströme, 2, Übungen, 3. — **Möbius:** Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen, 1. — **Kaempf:** Repetitorium der Physik, 2. — **Schmidt:** Anwendung funktionentheoretischer Methoden, insbesondere konforme Abbildung, auf mechanisch-technische Probleme, 2; Hydrodynamik, 2. — **Bloch:** Durchgang von Korpuskularstrahlung durch Materie, 1. — **Weickmann:** Dynamische Ozeanographie, 2; Bioklimatische und geopsychische Erscheinungen, 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut (mit Haurwitz), tägl.; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2. — **Haurwitz:** Störungstheorie atmosphärischer Bewegungen, Übungen, 2. —

**Universität Marburg.** **Grüneisen:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Wechselströme, 1 g; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tomaschek), 6, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (Leitung wissenschaftlicher Arbeiten) (mit Schulze und Tomaschek), tägl. — **Schulze:** Einführung in die theoretische Physik: Elektrizität, Optik, 2; Mechanik I: Mechanik materieller Punkte und starrer Körper, 5; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **Tomaschek:** Atomphysik I, 2; Besprechung neuer Arbeiten aus dem Gebiet der Atomphysik, 1 g. — **Berek:** Physikalische Grundlagen der Photographie, 2. — **Vogt:** Physik der Metalle, 2. —

**Universität München.** **Gerlach:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen, Kurs a, 4, Kurs b, 4, für Anfänger, Ergänzungskurs c (mit Schütz), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Schütz), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Schütz), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), $1^1/_2$ g. — **Sommerfeld:** Mechanik der kontinuierlichen Medien: Hydrodynamik, Elastizität usw., 4, Übungen (mit Bechert), 2 g; Wellenmechanische Fragen, für Vorgeschrittene, 1; Seminar (mit Bechert), 2 g. — **Schmauß:** Meteorologie II, 4, Meteorologisches Seminar, 1 g. — **Graetz:** Einleitung in die theoretische Physik II, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik IV: Elektronik und Atomismus, $2^1/_2$. — **Kirchner:** Vektorrechnung, 3, Übungen, $^3/_4$; Atomzertrümmerung, 1. — **Geiger:** Analyse typischer Wetterlagen, 4; Meteorologisches Kolloquium,

14tägig, 2 g. — **Schütz:** Wärmeeigenschaften der Materie, 1. — **Bechert:** Kinetische Gastheorie (auch quantentheoretisch), 2. —

**Technische Hochschule München.** **Zenneck:** Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen, Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **Frank:** Experimentalphysik, 3; Angewandte Physik, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, ganztägig. — **Fischer:** Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Schwingungs- und Wellenlehre aus dem Gesamtgebiet der Physik, 3; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Praktisch-physikalische Übungen für Lehramtsanwärter, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik (Anleitung zu selbständigen Arbeiten), 8. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene IV: Elektrizität, Atomphysik und Astrophysik, 2. — **Emden:** Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2. — **Kulenkampff:** Ausgewählte Fragen der neueren Physik I und II, 1. — **Kühl:** Physiologische Optik, unter besonderer Berücksichtigung der Fernrohrbeobachtung, 2. — **Dieckmann:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Praktikum in Hochfrequenzmeßtechnik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiet der angewandten Physik, nach Verabredung. — **Huber:** Der Einfluß der Alpen auf Wetter und Klima, 1; Periodische Vorgänge in der Atmosphäre, 1. — **Reiher:** Anwendung der Gesetze der Thermodynamik auf technisch-physikalische Probleme: Thermodynamik der Atmosphäre, Gestirne, Hoch- und Tieftemperaturtechnik u. a., 1; Schall- und Erschütterungstechnik: Grundgesetze, Meßmethoden, praktische Fälle, 1. — **Nusselt:** Mechanische Wärmetheorie, 3, Übungen, 2, Oberstufe, 2. —

**Universität Münster.** **Schmidt:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, halb- und ganztägig; Physikalisches Seminar (mit Durau), 2 g. — **Kratzer:** Optik, 4, Übungen, 2; Relativitätstheorie, 3; Vektorrechnung, 2; Seminar über Atombau, 2; Seminar über Raum und Zeit (mit Scholz), 2 g. — **Siemens:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 2. — **Durau:** Physik und Technik des Vakuums, 1; Physikalisches Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. —

**Technische Hochschule Prag.** **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 5; Physikalisches Praktikum, 3 und 6; Technische Physik, 3. — **Lichtenecker:** Grundzüge der theoretischen Physik II: Anwendungen aus der technischen Physik, 2. — **Körner:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Spitaler:** Meteorologie und Klimatologie, 3; Meteorologisches Praktikum, 1. —

**Universität Prag.** **Fürth:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum, 6 und 3; Handfertigkeitspraktikum (mit Blüh), 3 g; Schwankungserscheinungen, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Blüh), 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. g. — **Frank:** Einführung in die theoretische Physik: Elektromagnetische Strahlung und Licht, 5; Höhere analytische Mechanik, einschließlich der statistischen Mechanik, 3; Theorie der Flüssigkeitsbewegungen, 2; Übungen im Lösen von Aufgaben, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 g. — **Blüh:** Spezielle Kapitel der Atomphysik, 2; Physik und Geistesleben im 18. Jahrhundert, 1. — **Pollak:** Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht, 2; Theorie des Erdmagnetismus und erdmagnetischer Beobachtungen, 3; Geophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, 15 g. —

**Universität Rostock.** **Füchtbauer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen, 4 und 8; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (Kolloquium) (mit Jordan und Kunze), 14tägig, 2 g. — **Jordan:** Grundlagen der Atomtheorie, mit Übungen, 4; Quantenmechanik, 2. — **Falkenberg:** Aerologisches Praktikum, 2; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Navigation, praktischer Kursus auf einem Hochseefischerboot, 50. — **Kunze:** Relativitätstheorie, 1; Forschungsergebnisse der modernen Physik, 1. —

**Technische Hochschule Stuttgart.** **Regener:** Physik II: Wärme und Elektrizität I, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium: Besprechung neuerer Arbeiten (mit Ewald), $1^1/_2$. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 1. — **Hückel:** Theoretische Physik II: Thermodynamik, 4; Das periodische System im Lichte der Atomtheorie, 2. — **Ewald:** Übungen aus dem Gebiet der theoretischen Physik, 3; Seminar über Atomphysik (mit Hückel), 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Beugung von Elektronen und Röntgenstrahlen, 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der theoretischen Physik, nach Verabredung. — **Hermann:** Kristallphysik, ohne Kristalloptik, 2. — **Braunbek:** Physikalische Messungen, 2; Mathematische und graphische Behandlung von Wechselströmen, 2. — **Glocker:** Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl.; Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 1; Materialprüfungspraktikum, 3. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Faserstoffe, 1. — **Kleinschmidt:** Meteorologisches Praktikum, insbesondere Meßmethoden und Übungen an der Wetterkarte, 2. —

**Universität Tübingen.** **Geiger:** Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, 4; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8, für Mediziner, 3; Wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 g. — **N. N.:** Theoretische Optik, 4. — **Back:** Magnetooptik, 2. —

**Technische Hochschule Wien.** **Mache:** Physik: Optik, Wärmelehre, 5; Der Wärmeübergang: Spezialvorlesung aus Physik, 2; Physikalisches Praktikum I, 8, II, 30, für Chemiker, 4. — **Flamm:** Physik: Wärmetheorie, 5; Theorie der Elektrizität, 3, Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner:** Physik, 3, Raumakustik, 2; Elektroakustik und Elektrooptik, 2;

Physikalisches Praktikum II, 30. — **Bauer:** Quantenstatistik, 2; Relativitätstheorie, 1. — **Schmid:** Physikalische Chemie für Physiker, 1. —

**Universität Wien.** **Jäger:** Optik, 5; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. g; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 g. — **Meyer:** Die radioaktiven Substanzen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitute, tägl. g; Radioaktives Praktikum (mit Przibram), 3 g. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik, 5, theoretische Ergänzungen, 1 g, Demonstrationsergänzungen, 1 g; Seminar, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. g. — **Schweidler:** Experimentalphysik, 5, Demonstrationsergänzung, 1 g; Mittelschul-Experimentier-Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. g. — **Thirring:** Mechanik deformierbarer Körper, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 g; Proseminar für theoretische Physik, 1 g. — **Haschek:** Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum, 6; für Vorgeschrittene, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kottler:** Das Licht und die Quanten, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie des Rundfunks, 1. — **Przibram:** Experimentelle Atomistik, 3. — **Haas:** Die kosmologischen Probleme der Physik, 1. — **Kirsch:** Atomzertrümmerung, 3; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten (mit Stetter), tägl. — **Mache:** Wärmeübergang, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik II, 3, Rechenübungen, 1. — **Hauer:** Repetitorium der Physik, 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der medizinischen Physik, 8. — **Stetter:** Elektrizitätsbewegung in Flüssigkeiten, 1. — **Mattauch:** Elektronenbeugung, 2. — **Sexl:** Spezielle Funktionen der Physik: Bessel- und Kugelfunktionen, 2. — **Ortner:** Meßmethoden der Radioaktivität, 1. — **Schmidt:** Strahlung der Sonne und Erde, 3; Besprechungen neuerer meteorologischer Literatur (mit Conrad und Schedler), 2. — **Conrad:** Klima der Mittelmeerländer, 2. —

**Universität Würzburg.** Harms: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Meßmethoden, 1; Physikalisches Praktikum (mit Döpel), 3 oder 6, für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Ott:** Einführung in die theoretische Physik, einschließlich Vektorrechnung, 4; Elektrodynamik, 4, Übungen, 1 g; Seminar über Probleme der modernen Physik, 1 g. — **Döpel:** Einführung in die Astrophysik, 2; Physikal-seminaristische Übungen, 1 g. —

**Universität Zürich.** **Meyer:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Bär), 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, halbtägig; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Wentzel:** Mechanik der Kontinua: Hydrodynamik, Elastizitätstheorie, 4, Übungen, 1 g; Einführung in die Relativitätstheorie, 1; Ausgewählte Probleme der Quantentheorie, 1; Seminar, 2 g. — **Ratnowsky:** Tensoranalysis, 2. — **Bär:** Wärmestrahlung, 1. — **Schein:** Kathoden- und Kanalstrahlen, 1. — **Zuber:** Physik der Röntgenstrahlen, 1. — **Frl. Stücklen:** Physikalisches Repetitorium für Mediziner, 1; Atombau und Systematik der Spektren, 1. — **Götz:** Atmosphärische Optik, 1. —

**Technische Hochschule Zürich.** Scherrer: Physik II, 4 Repetitorium, 1; Molekülbau, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tank), 4, 6, 8, für Fortgeschrittene, 8, 12, 24; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2. — **Pauli:** Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der Wellenmechanik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, 8, 12, 24. — **Tank:** Experimentalphysik, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik II, 1; Optik, 2; Praktikum in Hochfrequenztechnik, 4, 8, 12; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24. — **Trümpler:** Übungen in physikalisch-chemischen Berechnungen, 1. — **Rüst:** Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Ackeret:** Aerodynamik II: Flugtechnische Aerodynamik, 2, Übungen, 3; Konstruktionsübungen im Luftfahrzeugbau (mit Karner), 6; Diplomarbeiten im Luftfahrzeugbau; Selbständige Arbeiten für Vorgerücktere. — **Gaßmann:** Geophysikalische Aufschlußmethoden, Drehwage, 1; Praktikum über geophysikalische Aufschlußmessungen mit der Drehwaage, 2; Einführung in die Geophysik, 1. — **Zeller:** Photogrammetrie, 2. —

## Druckfehler-Berichtigung.

In der in Heft 6, S. 241–245, 1933, veröffentlichten Arbeit: F. Magyar und F. Kracmar, „Beitrag zur Turbulenztheorie", soll es richtig heißen:

S. 244, Gl. (12)

$$-\nu\Delta(\mathfrak{B}+\mathfrak{v}') \quad \text{statt} \quad -\nu\nabla(\mathfrak{B}+\mathfrak{v}').$$

S. 244, Gl. (18)

$$\sim \frac{\varrho}{2} U_0^2 \quad \text{statt} \quad \sim \frac{\varrho}{2} V_0^2.$$

Die Figuren 2 und 3 sind vertauscht.

## Personalien.

**(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

**Habilitiert:** An der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich Dr. E. Völlner für graphische und numerische Rechnungsmethoden und Dr. E. Brandenburger für Kristallstrukturlehre und Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, an der Deutschen technischen Hochschule Prag Dr. Hanns John für Chemie der Heilstoffe, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Fritz Regler für Röntgenphysik.

**Ernannt:** Der Privatdozent für Geochemie an der Universität Würzburg Dr. Wilhelm Jander und der Privatdozent für Chemie an der Universität München Dr. Georg Maria Schwab zu a. o. Professoren an den gleichen Hochschulen, Dozent Dr. P. A. E. Odencrants in Stockholm zum Professor für wissenschaftliche Photographie an Stockholms Högskola.

**In den Ruhestand:** Der a. o. Professor für anorganische und analytische Chemie an der Universität Bern Dr. Julius Mai.

**Gestorben:** Der frühere Professor für Chemie am University College Aberystwyth Dr. Henry Snape, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Szeged Dr. Alfred Haar.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.